VOL. XII - N. 1 GEN.-MAR. 1959

ANNALI
DI
GEOFISICA

RIVISTA DELL'ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA

Fondata da ANTONIO LO SURDO

ROMA

ANNALI DI GEOFISICA

SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

PUBBLICAZIONE TRIMESTRALE

SOMMARIO

Direttore: Prof. ENRICO MEDI
Responsabile: Prof. PIETRO CALOI

CONDIZIONI DI ABBONAMENTO

Vedere le avvertenze a pag. 3 della copertina

ANNALI DI GEOFISICA

Vol. XII - 1959

INDICE GENERALE

INDICE DEGLI AUTORI

Termologia del lago di Bracciano: onde interne (*)

PIETRO CALOI

1. – In precedenti lavori, sono stati por-
ati alcuni contributi ([1,2,3]) alla conoscenza
lei moti liberi e forzati del lago di Bracciano,
preso nel suo insieme, considerato cioè come
bacino oscillante nella sua interezza.

Si è provato come i valori trovati per via
eorica trovino ottimo accordo nelle osser-
vazioni, sia per le oscillazioni libere simme-
riche che per quelle asimmetriche.

Elaborando le registrazioni di oscillazioni libere, ottenute in diverse epoche sul lago di Bracciano, avevo constatato l'esistenza, durante i mesi estivi da Agosto ad Ottobre, di oscillazioni lunghissime, con un periodo approssimativo di sei ore.

Ho eseguito opportune riduzioni (nell'asse dei tempi) di alcuni tratti di registrazione, relative ai mesi estivi del 1956.

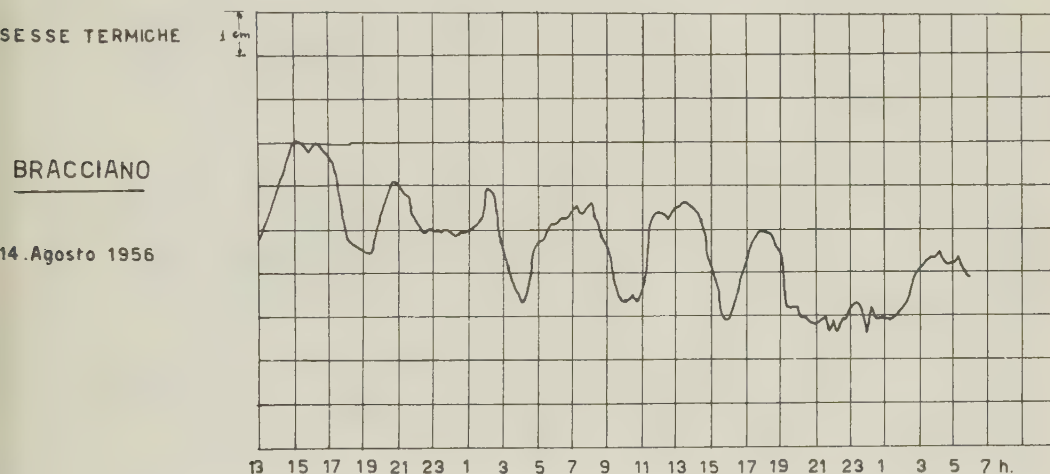


Fig. 1. – Riduzione di registrazioni da limnografo non filtrato: chiari esempi di onde interne uninodali, con una binodale e perturbazioni per sesse ordinarie.

Fra l'altro, è risultato che l'oscillazione
ibera di massimo periodo è l'uninodale
asimmetrica di $8^m, 3$.

Si è visto inoltre che, in condizioni baro-
metriche particolari, si possono formare
oscillazioni forzate di vario periodo, con
valori che possono raggiungere la mezz'ora,
e di ampiezze talvolta notevoli, oscillazioni
che però si smorzano e si annullano rapi-
damente.

Poichè i limnografi, destinati in quell'epoca alla registrazione delle onde libere del lago, come si è visto, di periodi relativamente piccoli, erano poco filtrati, le oscillazioni di lunghissimo periodo sono più o meno alterate da sovrapposte oscillazioni a breve periodo. Ad ogni modo, ciò malgrado, dalla fig. 1, appare chiaro l'insorgere di ampie oscillazioni — sia pure molto deformate — di un periodo medio di 6^h. Nella fig. 2, le

(*) Questo lavoro è stato condotto con contributi del Consiglio Nazionale delle Ricerche.

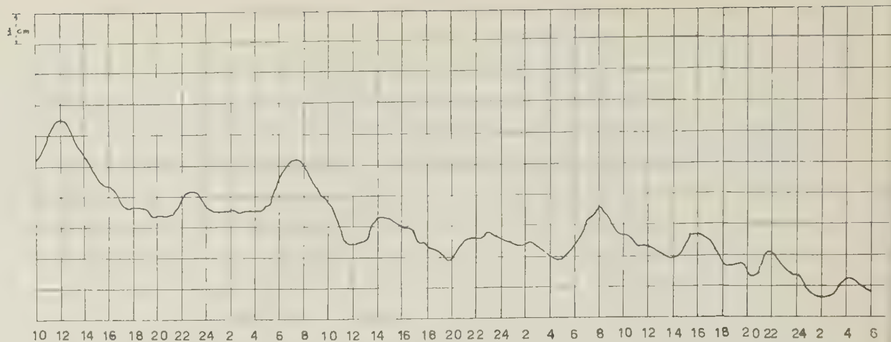
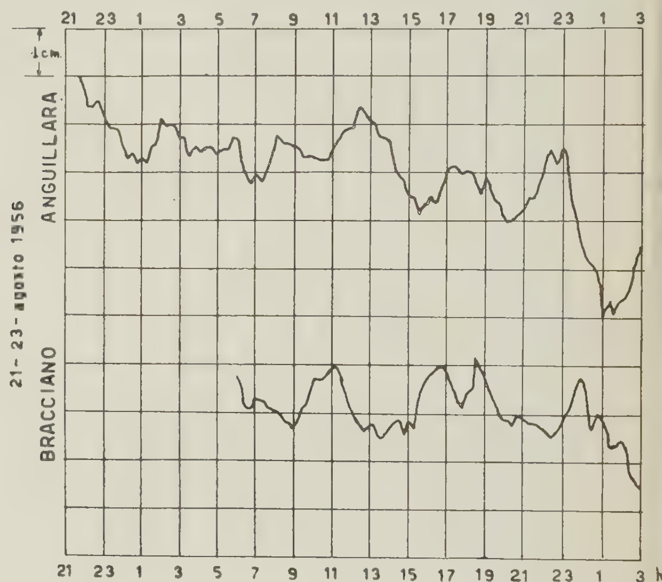


Fig. 2. – Nuovi esempi a Bracciano.





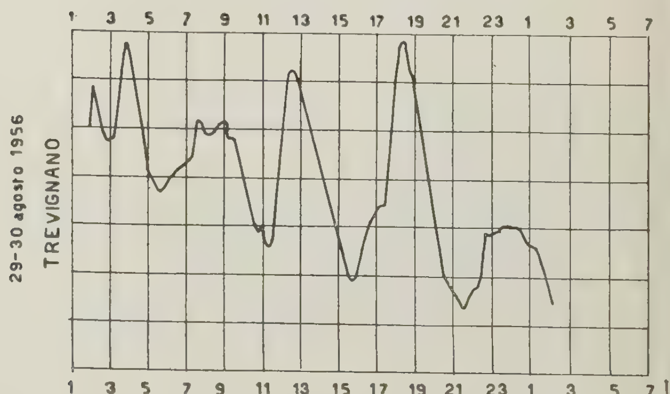


Fig. 3. – Riduzione da limnogrammi non filtrati: onde interne a Anguillara, Bracciano Trevignano.

SESSE TERMICHE

TREVIGNANO

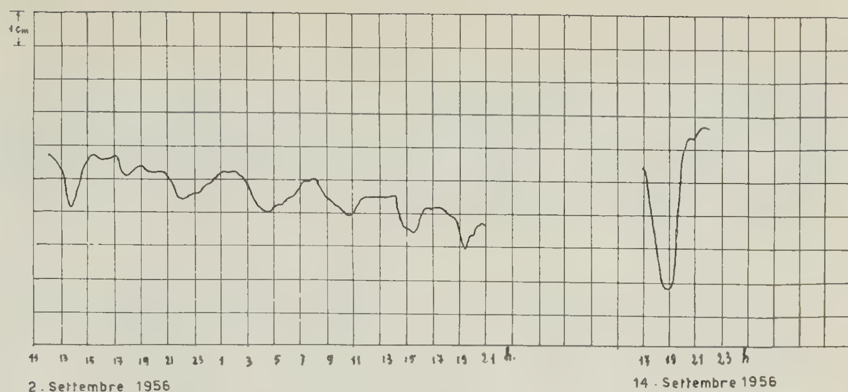


Fig. 4. – Chiari esempi onde interne uninodali a Trevignano.

SESSE TERMICHE



L. BRACCIANO

dal 14 SETTEMBRE 1956 h. 17

al 15 „ „ h. 23

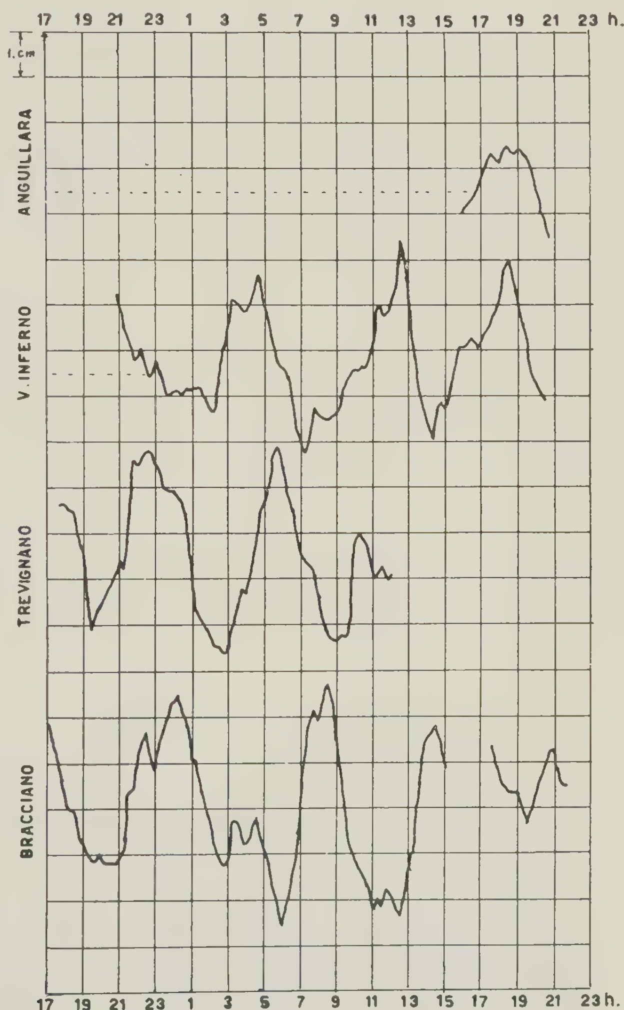


Fig. 5. – Onde interne nel lago di Bracciano, tratte dalla riduzione di registrazioni, in quattro stazioni, di limnografi per sesse ordinarie; particolarmente ampia l'onda interna uninodale, che si presenta in opposizione di fase a Bracciano e a Valle dell'Inferno.

oscillazioni in parola appariscono di minor ampiezza e isolate, come se la causa perturbante agisse ad intervalli, più o meno distanziati. Nella fig. 3, a Bracciano e ad Anguillara, appaiono perturbatissime e si presentano in opposizione di fase; nettissimo, nella stessa figura, l'esempio registrato a Trevignano dal 29 al 30 Agosto. Altri chiari esempi di oscillazioni con periodo dell'ordine di 6^h si ebbero a Trevignano il 2 Settembre 1956 e, amplissimo, il 14 Settembre (fig. 4).

Di particolare interesse sono le registrazioni ottenute il 14 e il 15 Settembre nelle stazioni limnografiche in funzione sul lago di Bracciano. Le oscillazioni con periodo di 6^h circa appaiono ampie su tutto il lago: esse si presentano in fase a Valle dell'Inferno e ad Anguillara, che sono invece in opposizione di fase con Bracciano e, prevalentemente, anche con Trevignano. Si tratta indubbiamente di onde stazionarie uninodali — o, comunque, di nodalità dispari —. Nel caso specifico, insorgono a gruppi sepa-

SESSE TERMICHE



L. BRACCIANO

dal 19 SETTEMBRE 1956 h 15
al 20 ,, ,, h 21

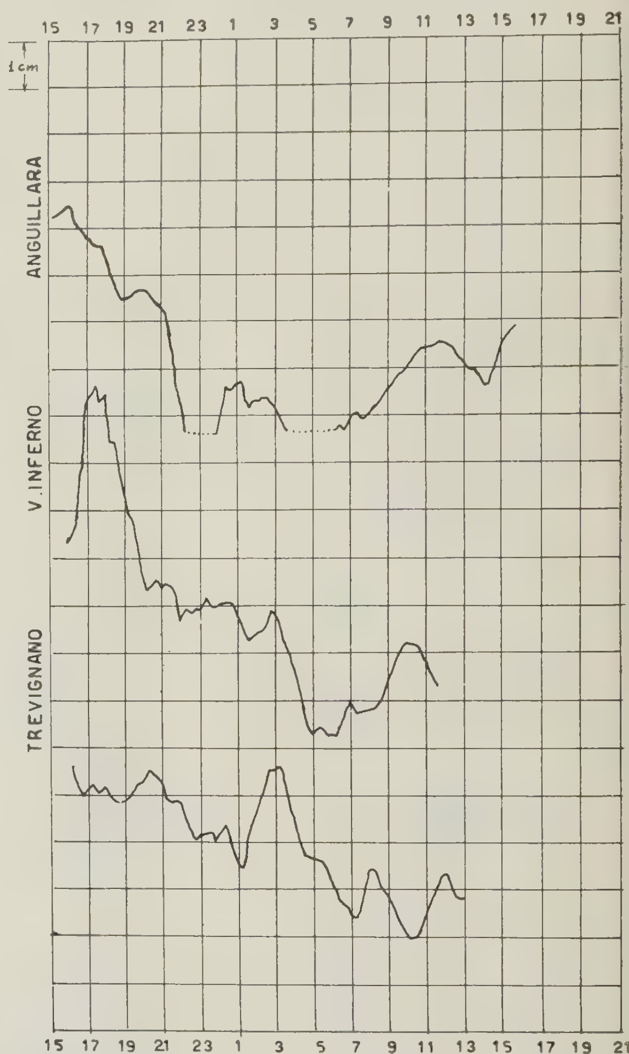


Fig. 6. – Esempi molto perturbati, con livello del lago in diminuzione.

rati, un gruppo nascendo mentre il precedente è ancora in registrazione. Fra le oscillazioni sovrapposte, di diversa natura, figurano sicuramente anche delle armoniche, come quelle che si presentano verso le 5 del 14 Settembre.

2. – Il periodo delle oscillazioni osservate — così discosto dal periodo dell'oscillazione libera fondamentale ([1,2]) —, indicava chiaramente trattarsi di oscillazioni di natura diversa da quelle libere ordinarie (sesse ordinarie). D'altronde, la loro persistenza, nei

SESSE TERMICHE



L. BRACCIANO

dal 20 settembre 1956 h.16

al 22 " " h.16

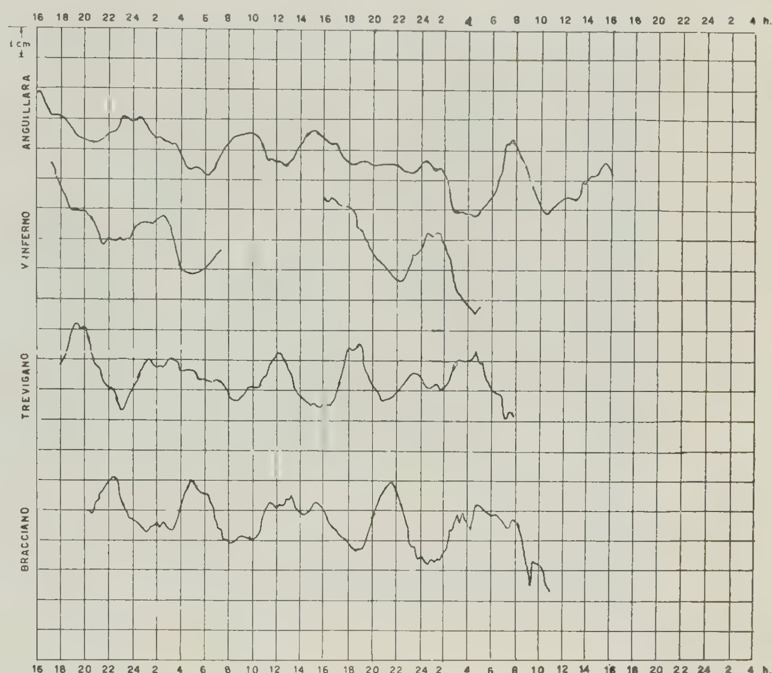


Fig. 7. – Onde interne nel lago di Bracciano, come da riduzione delle registrazioni ordinarie in quattro stazioni limnografiche. Le uninodali si presentano in opposizione di fase nelle coppie di stazioni Bracciano-Valle dell'Inferno, Anguillara-Trevignano.

Sebbene sembri avere prevalentemente la direzione NE-SW, l'uninodo compie rotazioni intorno al centro del lago, quasi questi avesse le funzioni di un punto anfidromico; ciò appare chiaro dalle figure precedenti, come dalla fig. 6, e forse più ancora dalla fig. 7.

La fig. 8 prova l'esistenza di una varietà di altre oscillazioni che, pur non essendo del tipo ora esaminato, e nemmeno sesse ordinarie, tengono in ogni modo mosso il lago durante intere giornate. Non è escluso che parecchie di esse risultino essere particolari tipi di onde progressive.

mesi della tarda estate e del primo autunno, permetteva di escludere di poterle identificare con oscillazioni forzate dell'intera massa del lago, provocate da cause accidentali ([2]).

Ritenni doversi trattare di *onde interne* (sesse termiche), sia pure di ampiezza e in sequenze eccezionali.

Non restava che la prova diretta.

Si doveva provare il formarsi — nei mesi estivi — autunnali — delle condizioni necessarie per l'insorgenza di tali oscillazioni. In altri termini, bisognava provare l'esistenza — in detti mesi — dello strato termico di salto e quindi di una superficie di

discontinuità termica, ad una prodondità tale, e con tali caratteristiche, da giustificare l'insorgere delle osservate oscillazioni, di quel determinato periodo, sotto l'azione di cause perturbanti.



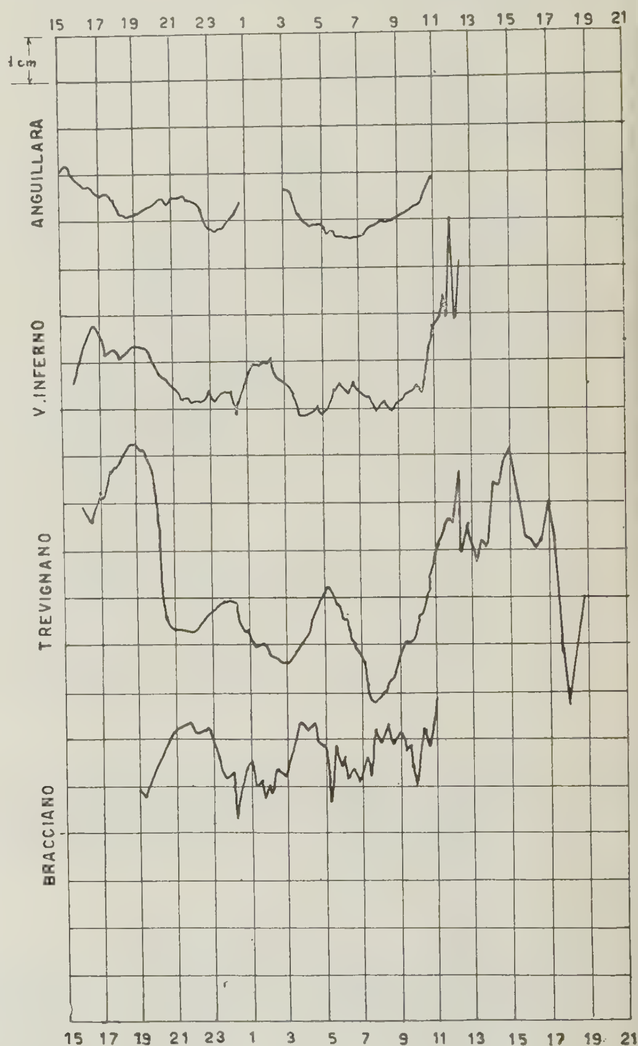


Fig. 8. – Registrazioni molto perturbate.

ghe sul lago, per il conseguimento dello scopo.

Almeno in un primo tempo, ho preferito ricorrere ad uno strumento, forse meno preciso, ma in compenso di uso più agevole e

Necessitava pertanto una lunga serie di misure termometriche, nelle acque del lago, per profondità diverse e in diverse stagioni dell'anno.

I termometri a rovesciamento, che conducono ad osservazioni di grande precisione, avrebbero richiesto permanenze troppo lun-

che permette altresì la registrazione della temperatura e della pressione, corrispondenti alla profondità raggiunta.

A questo scopo, feci costruire nel 1952, dall'Askania Werke di Berlino-Kiel, un apparecchio per la misura e la registrazione della pressione dell'acqua mediante un tubo

Bourdon per profondità fino a 300 metri, con contemporanea registrazione della temperatura mediante una lamina bimetallica.

L'apparecchio può essere ancorato stabilmente, oppure incorporato in un involucro di protezione, trascinabile.

a tempo, incorporato nell'orologeria (12). In tal modo, mediante la staffa battente, vengono premuti i martelli prismatici del tubo Bourdon e della lamina bimetallica sul listello d'arresto, incorporato nell'apparecchio registratore. Sulla carta cerata,

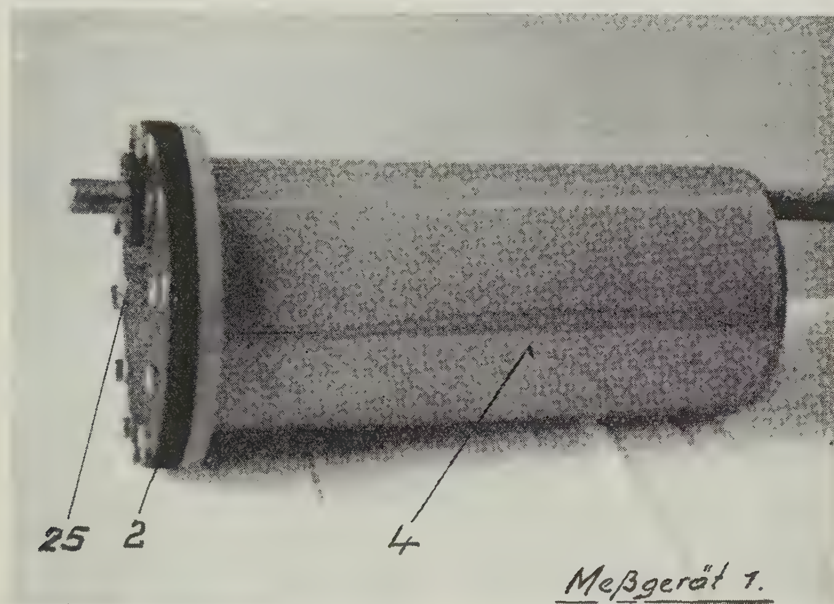


Fig. 9.

che trovasi fra martello e listello d'arresto, si segna così un punto.

L'involucro di protezione trascinabile ha dimatero di cm 50 e lunghezza di m 1. Il supporto cardanico dell'apparecchio di misura permette una sua posizione orizzontale, anche se l'involucro di protezione gira intorno al suo asse longitudinale.

Per quanto riguarda il rilevamento delle pressioni, a seconda delle profondità del lago in esame e degli scopi che si perseguono, sono a disposizione tre tubi Bourdon, con campi di misura di 300 metri, 100 metri e 20 metri rispettivamente.

La precisione assoluta è di circa 0,3% del relativo campo di misura del tubo Bourdon. La precisione relativa è maggiore, in modo che i valori di variazione di pressione d'acqua misurati, possono ritenersi praticamente esatti.

Si compone (figg. 9, 10, 11) di un involucro cilindrico del diametro di cm 25, lungo cm 50 (4), di un coperchio (2) e di un basamento (3).

Il tubo Bourdon viene applicato al coperchio ed è intercambiabile per determinate profondità.

Sull'asse di misura del dispositivo di trasmissione del tubo Bourdon è applicato, mediante una vite di bloccaggio, l'indice con martelletto prismatico. Pure al coperchio è applicata la lamina bimetallica con martello prismatico.

Il magnete battente (10) è sistemato al disopra del tubo Bourdon: a distanza rispettivamente di 1 minuto oppure di 12 secondi, esso riceve — una volta avviato il registratore (15) — un impulso di corrente che viene da pile a secco, collegate in serie, mediante contatti di un dispositivo

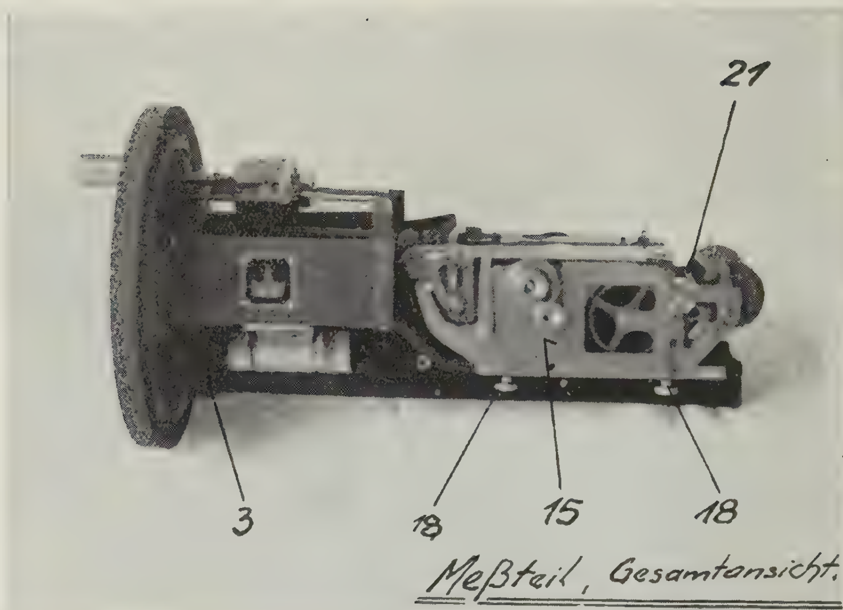

21
3
18
15
18
Meßteil, Gesamtansicht.

Fig. 10.

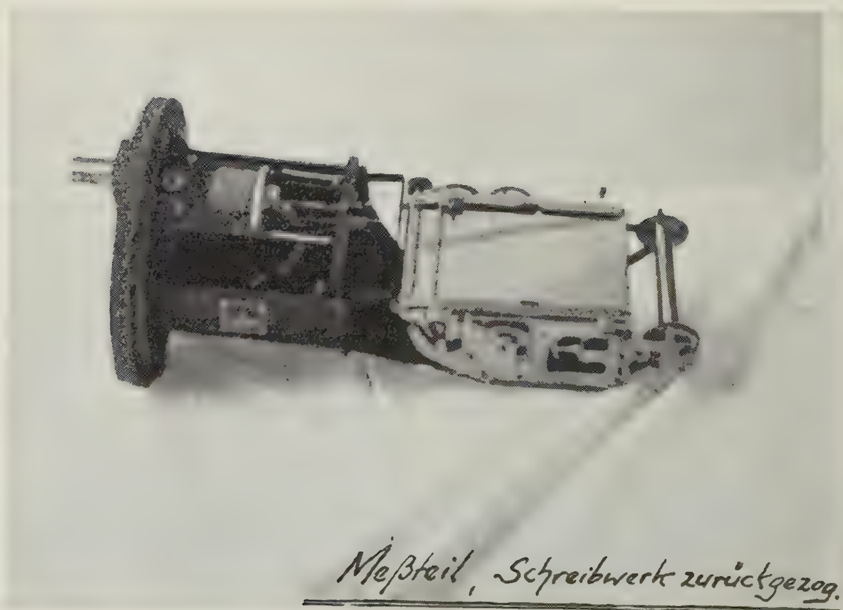

Meßteil, Schreibwerk zurückgezog.

Fig. 11.

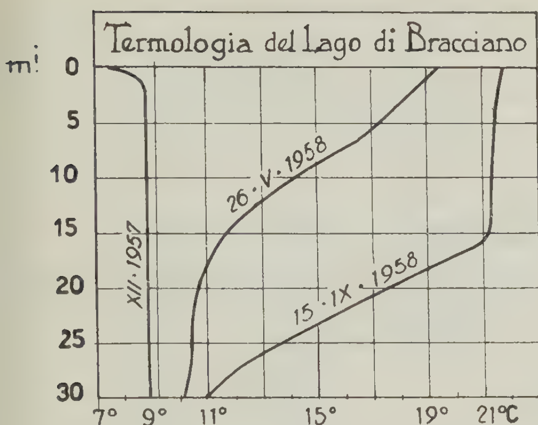


Fig. 12

Il campo di misura delle temperature è di circa 30 °C.

1 °C di variazione della temperatura, corrisponde a circa mm 0,6 di deviazione sulla carta cerata.

Per quanto concerne l'apparecchio registratore, esso è corredato di due orologerie intercambiabili: una può consentire due avanzamenti diversi della carta, di 10 mm/ora o di 60 mm/ora, con intervallo di registrazione di 1 minuto e carica di 8 giorni; l'altra consente pure due velocità di avanzamento, di 120 mm/ora e di 1200 mm/ora rispettivamente, con registrazione ogni 12 sec e carica di 28 ore.

Il tubo Bourdon può essere tarato prima e dopo ogni misura, mediante una bilancia di pressione oppure con manometro di prova.

La lamina bimetallica può essere tarata con un termografo.

La determinazione dei valori assoluti del livello d'acqua viene ottenuta calcolando le correzioni per le variazioni termiche e barometriche.

3. – Con l'apparecchio brevemente descritto nel paragrafo precedente, mi sono proposto di compiere un certo numero di

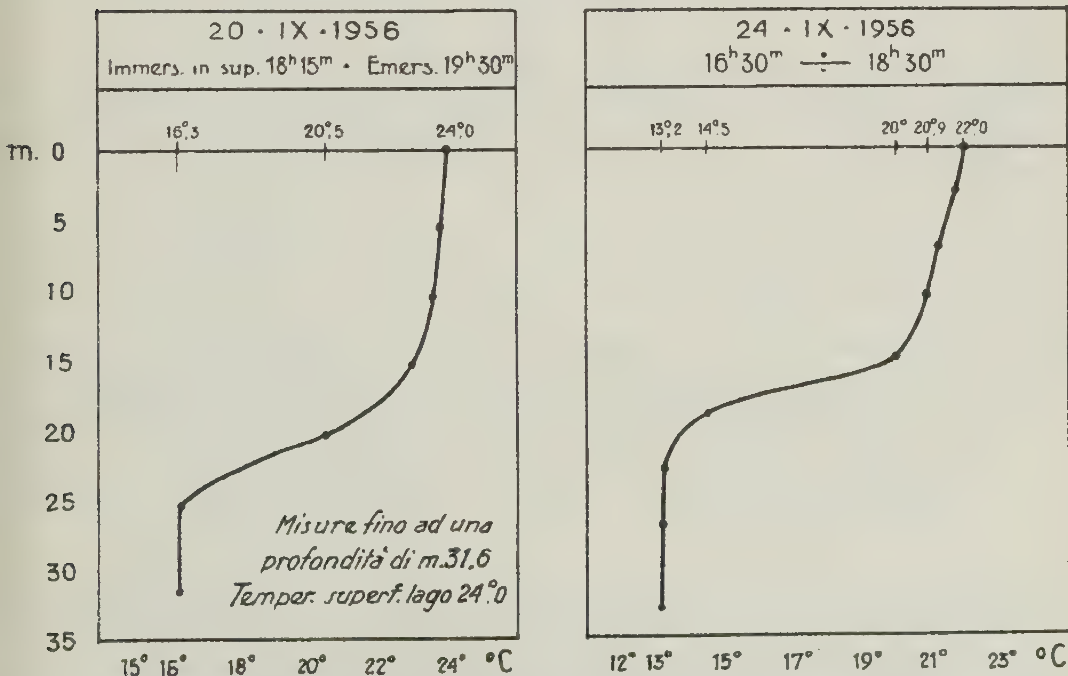


Fig. 13. – 1956: Prime esperienze batitermografiche nel lago di Bracciano: apparisce netto lo strato del salto termico a circa 16 metri di profondità.

osservazioni termiche nelle acque del lago, in epoche diverse, allo scopo di rivelare — se esisteva — il salto termico, necessario alla formazione della così detta superficie di discontinuità termica e, quindi, delle onde interne (sesse termiche).

diagrammi (ho ritenuto superfluo, dato lo scopo di questa ricerca, unire lunghe serie di numeri), dalle quali appare chiaro il processo di formazione della superficie di discontinuità sospettata.

Come del resto era da prevedere, l'anda-

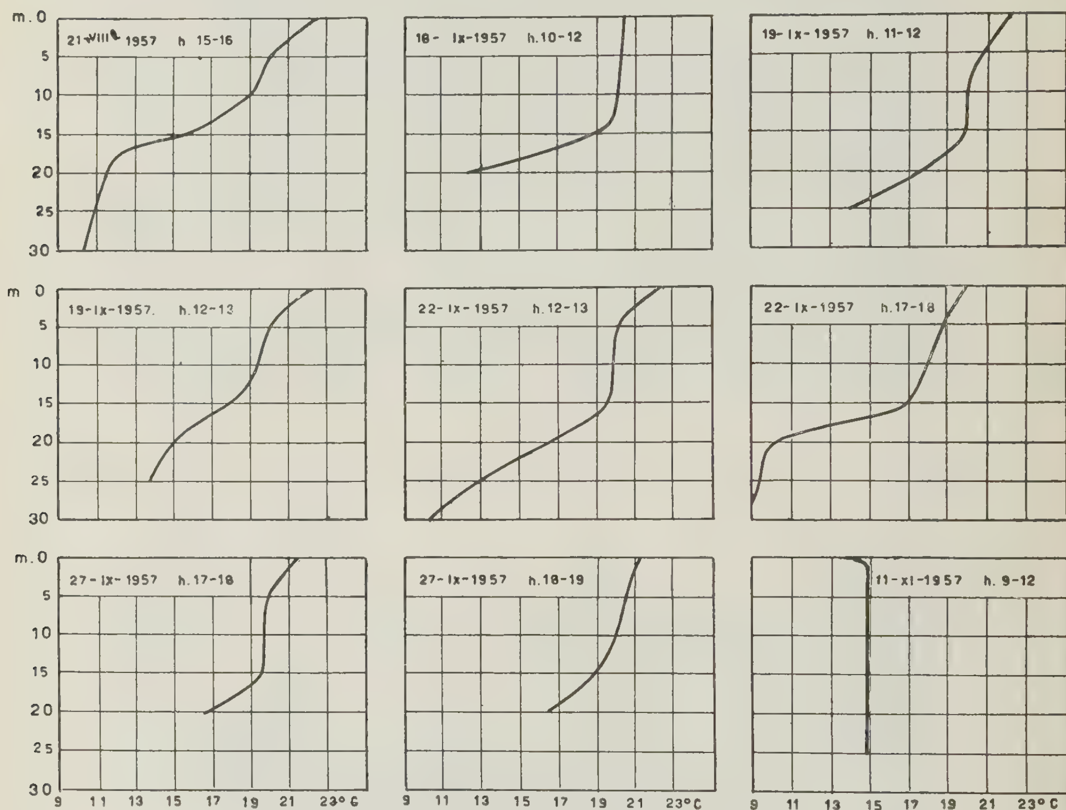


Fig. 14. – 1957: Serie di misure termometriche. Esclusa l'ultima, si riferiscono tutte al periodo estivo. La superficie di discontinuità termica è certamente formata e apparisce chiara in più d'una delle serie di misure compiute. D'altronde, in più d'una è pure evidente l'azione deformante dell'onda interna in atto. L'ultimo riquadro si riferisce a misure compiute nel Novembre inoltrato; la termologia del lago si appresta ad assumere le caratteristiche invernali, in seguito al progressivo raffreddamento.

Non è mia intenzione dare qui i risultati di tutte le misure compiute, a partire dal 1956; anche perchè, per lo studio della termologia del lago, mi riservo di compiere indagini più sistematiche, con mezzi più idonei. Mi limito a riportare alcune serie di

mento della temperatura nel lago di Bracciano segue presso a poco, dall'inverno all'autunno, lo schema riportato in fig. 12.

Da valori pressochè costanti lungo la verticale, dei mesi invernali, la temperatura, nella primavera, comincia a crescere negli

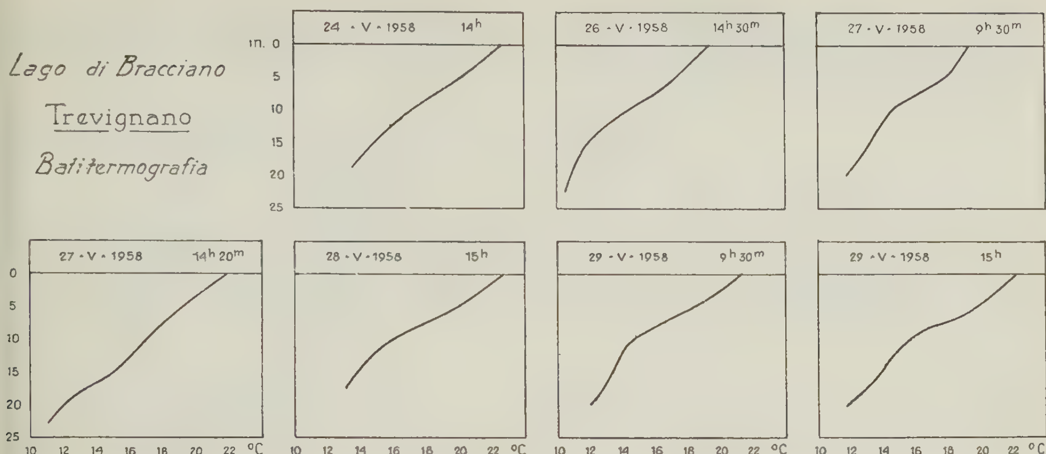


Fig. 15. – 1958: Serie di misure di fine Maggio. L'andamento della temperatura con la profondità sta rapidamente avvicinandosi al regime estivo.

strati prossimi alla superficie; l'aumento si fa via via più manifesto procedendo verso l'estate, e la temperatura assume un andamento del tipo di quello riprodotto nelle figg. 15, 16.

Alla fine di Luglio già si delinea, negli strati superficiali, la situazione termica da cui avrà origine lo strato di salto — e quindi la superficie di discontinuità. Quest'ultima già si presenta chiaramente nella seconda

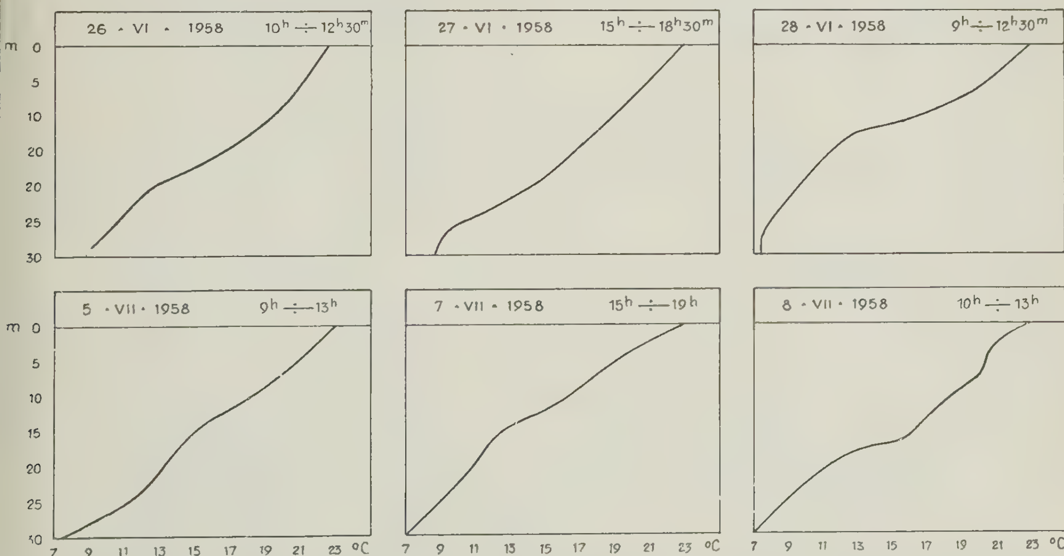


Fig. 16. – 1958: Serie di misure fine Giugno-principio Luglio. La zona del salto termico è già virtualmente formata, anche se ancora instabile e, comunque, alterata dalle onde interne.

decade di Agosto, sia pure ancora instabile. In Settembre — nei giorni caratterizzati da assenza di onde interne — la discontinuità termica è in netto risalto, e si presenta nella forma riprodotta nelle figg. 13, 14 e 19. La sua profondità è di *m 16 circa.*

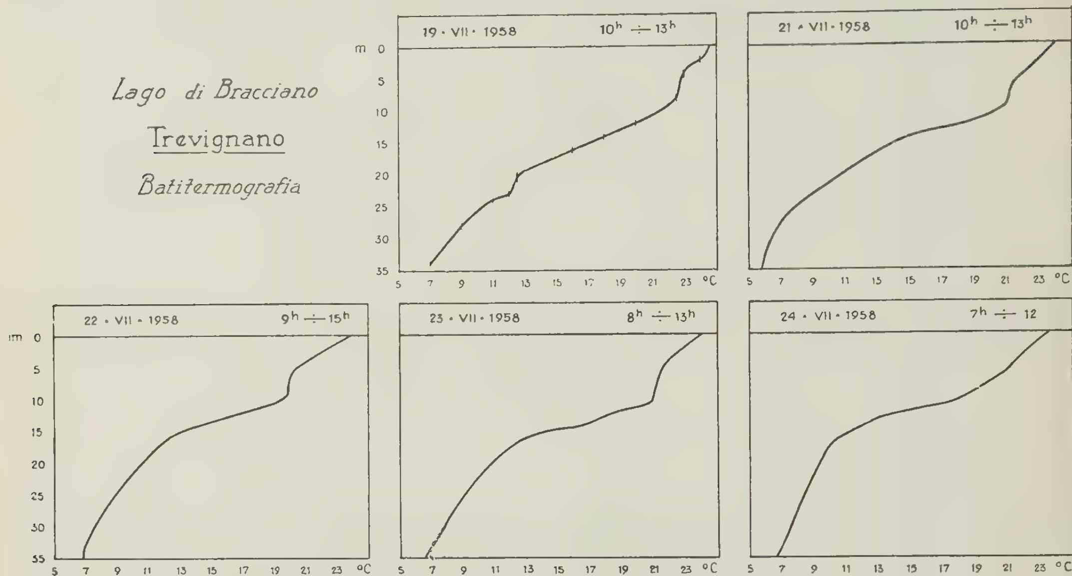


Fig. 17. – 1958: anche nella seconda metà di Luglio, la zona del salto termico, forse ancora instabile, è alterata dalle onde interne.

Nei giorni in cui si formano oscillazioni interne, allora la distribuzione termica degli strati superficiali viene più o meno profondamente alterata e la superficie di discontinuità pressochè scompare (fig. 14). Ne vedremo più avanti il — del resto evidente — motivo.

Col sopraggiungere dell'autunno, il graduale raffreddamento dell'acqua — più sensibile, naturalmente, negli strati superficiali — finisce con l'uniformizzare la temperatura del lago, provocando la scomparsa della discontinuità termica e, quindi, delle condizioni necessarie per la formazione delle onde interne.

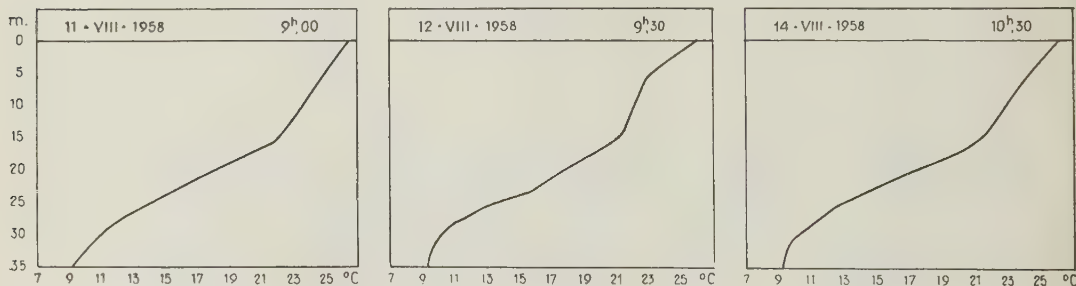


Fig. 18. – 1958: Nella prima metà di Agosto, la superficie di discontinuità termica è nettamente delineata.

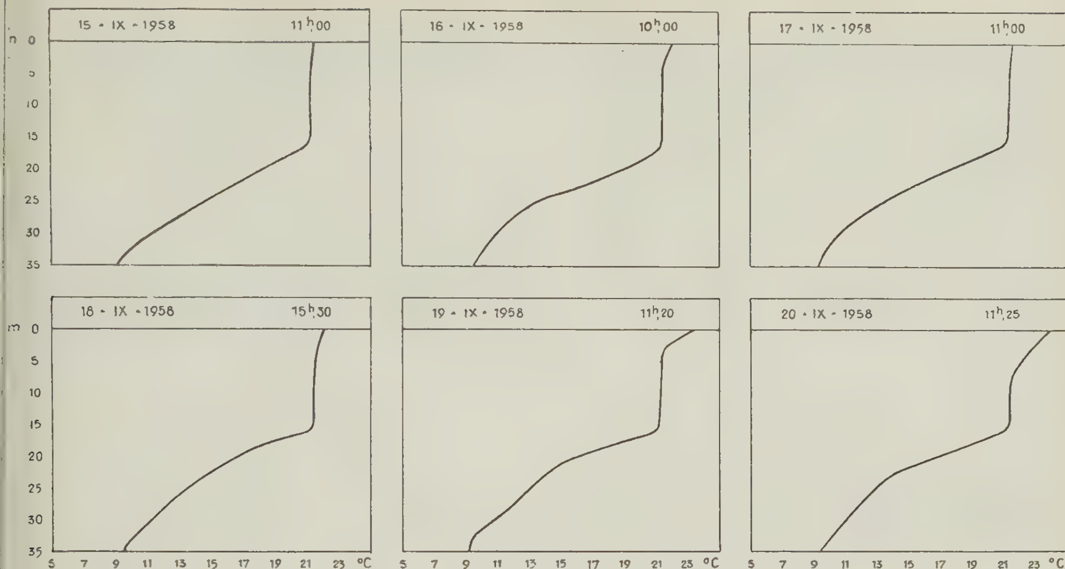


Fig. 19. – 1958: Dal 15 al 20 Settembre, la superficie di discontinuità termica, non perturbata da onde interne, si presenta nettissima alla profondità di 16 m circa.

Lago di Bracciano · Trevignano · Batitermografia

10 · X · 1958 9h,30
10 · X · 1958 16h,00
12 · X · 1958 9h,00
12 · X · 1958 15h,00
13 · X · 1958 8h,00
14 · X · 1958 8h,00
m. 0 5 10 15 20 25 30 35
7 9 11 13 15 17 19 21 °C

Fig. 20. – 1958: Dal 10 al 14 Ottobre la superficie di discontinuità è stata sorpresa nella sua fase di sollevamento, sotto l'azione delle onde interne.

4. – Provata l'esistenza dello strato del salto termico nel lago di Bracciano, vediamo di calcolare il valore approssimativo del periodo delle oscillazioni della superficie di discontinuità termica, sotto l'azione perturbante di cause esterne.

In canali di sezione rettangolare, di profondità uniforme, la velocità di propagazione delle oscillazioni alla superficie di separazione di due liquidi pesanti di diversa densità è data da

$$c^2 = \frac{g}{k} \; \frac{\varrho - \varrho^1}{\varrho \coth kh + \varrho' \coth kh'} \; ,$$

dove ϱ e h, ϱ' e h' sono rispettivamente la densità e lo spessore degli strati inferiore e superiore, e g l'accelerazione di gravità.

Per onde di lunghezza d'onda ($2\,\pi/k$) grande rispetto a h' e a h, si può scrivere

$$c^2 = g \; \frac{\varrho - \varrho'}{\dfrac{\varrho}{h} + \dfrac{\varrho'}{h'}} \; .$$

Per un bacino a forma di parallelepipedo rettangolo di lunghezza l, limitato agli estremi da pareti verticali, ortogonali al senso della lunghezza, il periodo delle oscillazioni stazionarie, di cui può essere sede, è pertanto

$$T = \frac{2\,l}{n} \left\{ \frac{\dfrac{\varrho}{h} + \dfrac{\varrho'}{h'}}{g\,(\varrho - \varrho')} \right\}^{1/2} , \qquad [1]$$

dove n $(= 1, 2, \ldots)$ denota il numero dei nodi.

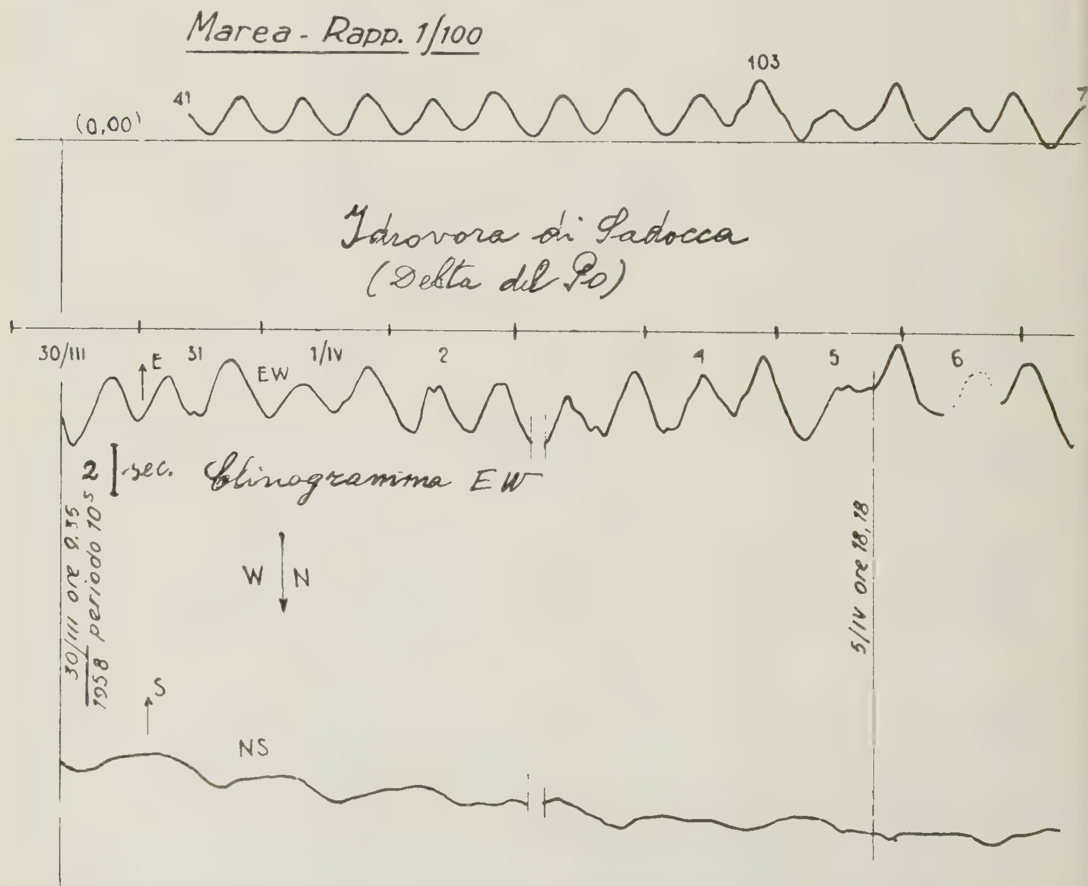


Fig. 21. - Marea solida (deviazione verticale apparente) registrata a Sadocca dalla comp. EW del clinografo ivi funzionante, in corrispondenza della marea liquida sopra riportata nel rapporto 1/100.

Nel caso in esame, la differenza di densità fra gli strati è dovuta alla differenza di temperatura; inoltre h' è piccolo nei confronti di h, così che ponendo

$$\frac{h'}{h} = \varepsilon ,$$

si ha

$$T = \frac{2\,l}{n} \frac{1}{\sqrt{g\,h_o}} , \qquad [2]$$

avendo posto

$$h_o = \frac{h'\,(\varrho - \varrho')}{\varrho' + \varepsilon\varrho} . \qquad [3]$$

Sotto la forma [2], la formula coincide con quella detta di Merian per le sesse ordinarie.

In via approssimativa, il periodo delle sesse interne di un lago di forma qualunque può quindi essere determinato con la [2], dove in luogo della profondità effettiva va considerata la profondità ridotta [3].

Per il lago di Bracciano, la cui forma — in prima approssimazione — può ritenersi circolare, h' è sensibilmente costante. Per un lago circolare di raggio r e di profondità h_o, e nel caso di lunghezze d'onda grandi rispetto ad h_o, si ha

$$T = \frac{2\,\pi \cdot r}{x_i \sqrt{g h_o}} , \qquad [4]$$

dove x_i è una radice di $J_1'(x) = 0$, essendo J_1 una funzione di Bessel.

Alcuni degli elementi che entrano nella [4] non possono che essere approssimativi. Ad ogni modo, con buona approssimazione, è $h' = 15\ m$, $h = 65\ m$. Inoltre, in corrispondenza della superficie di discontinuità, si può assumere $r = 3500\ m$. I valori medi

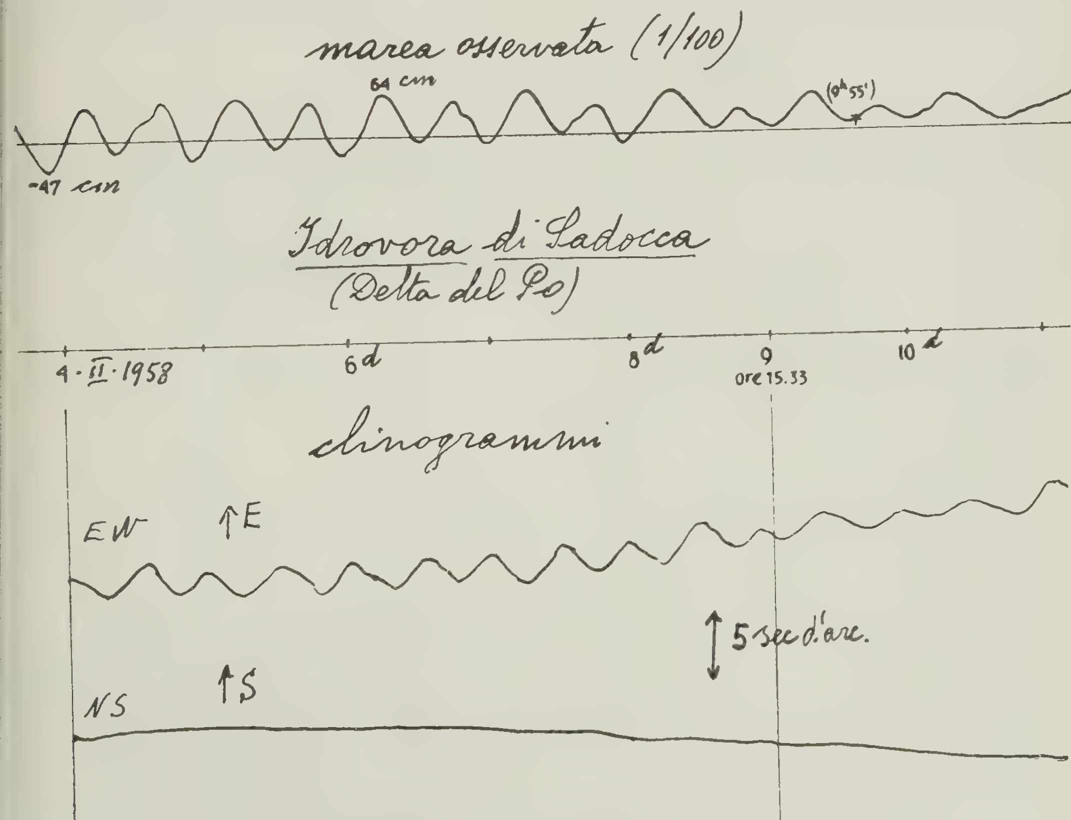


Fig. 22.

delle temperature osservate nei due strati, superiore ed inferiore, furono di 24° e 9° rispettivamente, ai quali corrispondono densità dell'ordine di $\varrho' = 0.997296$ e $\varrho = 0.999781$.

Questi dati permettono di ottenere (fatto $g = 9{,}81$ m/sec²) $\sqrt{gh_o} = 0.5603$.

Si sa che le radici di $J_1'(x) = 0$ sono, nell'ordine,

$$1.841; \quad 5{,}33; \quad 8{,}54; \quad \ldots\ldots$$

Al primo di questi valori, corrisponde — tenendo conto della [4] — per l'onda interna uninodale il valore di

$$T_o = 6^h, 0 \, .$$

In questi calcoli, naturalmente, quello che conta è l'ordine di grandezza dei valori perseguiti. Nel nostro caso, tale valore non potrebbe essere più significativo.

5. – La teoria prevede dunque un periodo di 6^h circa per l'onda interna uninodale del lago di Bracciano, quale conseguenza della sua particolare termologia estiva - autunnale.

Gli esempi riportati nelle figg. 1-8, dedotti dalla riduzione delle registrazioni delle sesse ordinarie del lago, erano già di per sè significativi e costituivano un'ottima conferma dei valori ottenuti per via analitica.

Ho cercato però di ottenere la registrazione delle onde interne, il più possibile scevre dalle perturbazioni derivanti dalle oscillazioni libere ordinarie, a più breve periodo. Ciò comportava l'opportuno fil-

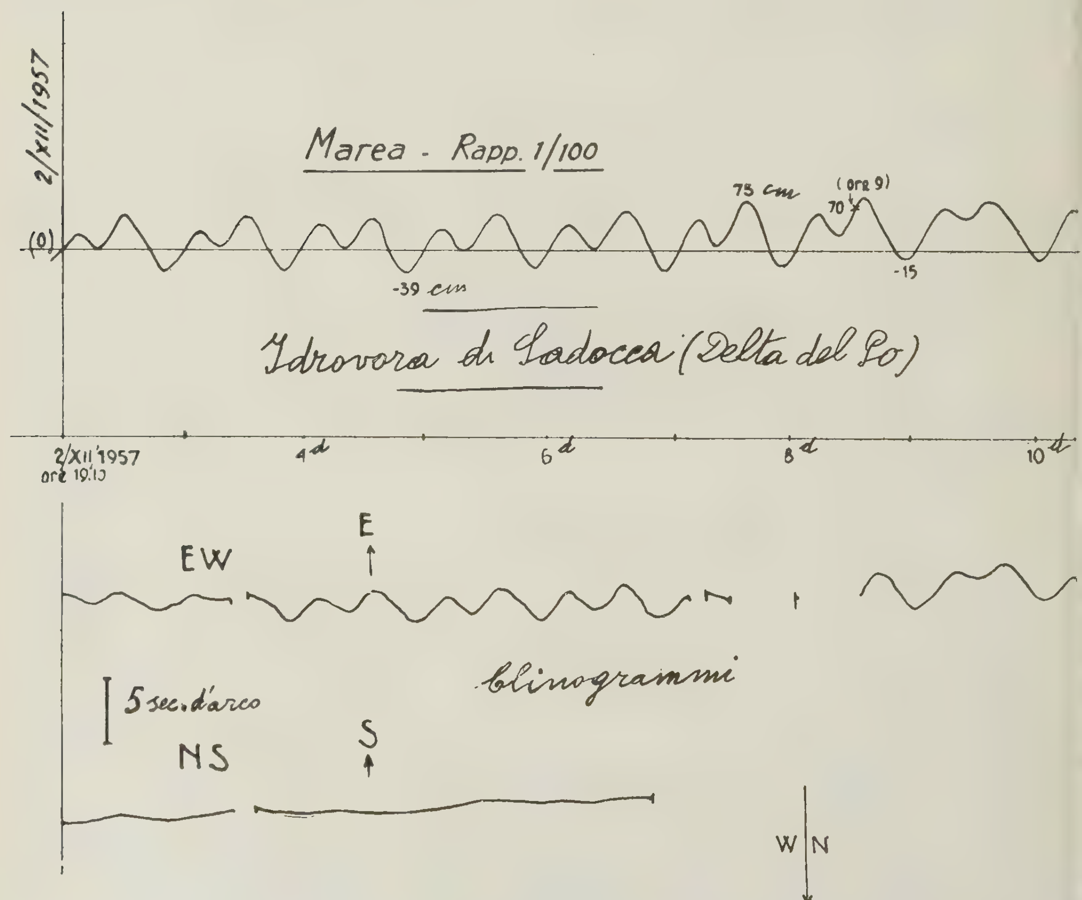


Fig. 23.

traggio dei limnografi che permettesse di eliminare le oscillazioni a breve periodo.

Si è ottenuto lo scopo valendoci dei principi stabiliti nel precedente lavoro, trattando della parte strumentale (2).

L'applicazione di un filtro ai limnografi provoca ritardo (τ) nella registrazione e smorzamento nell'ampiezza nel rapporto $\cos \omega\tau : 1$, essendo $\omega = \frac{2\pi}{T}$ (T, periodo dell'oscillazione.

Si ha (2)

$$\frac{\tau}{T} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{k} ,$$

essendo

$$k = 2890 \frac{b^4}{l\, a^2} ,$$

dove l è la lunghezza del tubo adduttore, di diametro b, nel pozzetto cilindrico di diametro a.

Per la registrazione delle onde interne si è fatto

$$l = \text{cm } 400, \quad b = \text{cm } 0{,}3, \quad a = \text{cm } 6.$$

Consegue $k = 0{,}001626$.

Ho calcolato l'effetto di questo filtro sulle sesse ordinarie e sull'oscillazione uninodale delle onde interne. I risultati del calcolo sono contenuti nella seguente tabella:

per $k = 0{,}001626$

T sec	τ/T	τ sec	$\cos \omega\tau$
492	·2304	113	·126
330	·2364	78	·085
240	·2401	58	·062
21.600	·0282	609	·984

Appare chiara l'azione del filtro sulle oscillazioni ordinarie: esse vengono praticamente eliminate dalla registrazione. Infatti, già l'uninodale (492 sec) è ridotta di 12/100 circa; e quindi — data la sua piccola ampiezza — a non più di un paio di millimetri nelle sue più vistose manifestazioni. Scompaiono senz'altro la binodale (330^s) e l'uninodale simmetrica (240^s).

Al contrario, l'onda interna uninodale ($21600^s = 6^h$ circa) viene riprodotta pressochè in vera grandezza (98/100), con un ritardo di circa 10^m (unica sensibile azione del filtro).

Il limnografo così modificato è rimasto in funzione per lunghi periodi, durante gli ultimi due anni. Le registrazioni avute non potevano essere più significative.

Nei mesi da Novembre a Giugno, si ebbero — negli intervalli di funzionamento dell'apparecchio — registrazioni di nessun rilievo, comunque non attribuibili a moti interni, di origine termica.

Nelle settimane di funzionamento delle stagioni estiva-autunnale si sono avute, invece, registrazioni di grandissimo interesse: a periodi di quiete, si sono alternati intervalli caratterizzati da oscillazioni veramente cospicue. Si vedano gli esempi riportati nelle Tavole da I a IV.

Stupisce la persistenza e l'ampiezza delle oscillazioni, aventi un periodo di 6 ore circa.

Con la formazione dello strato del salto termico, si creano — come si è visto — le condizioni necessarie per l'insorgere delle oscillazioni interne. Sulla causa di queste ultime ci riserviamo di ritornare più partitamente nel seguito della ricerca. Fin d'ora, possiamo osservare che una perturbazione della superficie esterna — quale può essere quella legata a vento improvviso o al transito di disturbi microbarici — è sufficiente per provocare un'oscillazione della «superficie» di discontinuità fra gli strati superiore ed inferiore a quello del salto termico, come avviene fra due liquidi non miscibili.

Questo però non spiega la persistenza delle onde interne, che durano settimane, e la loro ampiezza veramente eccezionale.

Va ricordato, a questo proposito, che l'ampiezza delle onde interne alla superficie esterna del mezzo è proporzionale alla differenza $\varrho - \varrho'$, sempre piccolissima. Wedderburn escludeva che esse potessero impressionare la superficie, tanto da negare che le lievi oscillazioni rilevate da Halbfasse nel Madüsee fossero reali onde interne. In realtà, qualche sporadica registrazione di onde interne alla superficie esterna si è avuta in qualche lago giapponese, mentre ampie si manifestano nel lago di Garda (4).

Nel caso del lago di Bracciano, ritengo che la persistenza e l'ampiezza delle onde interne comporti l'esistenza di fenomeni di risonanza con la causa perturbante . E qui — dato il periodo proprio delle onde interne — viene spontaneo di pensare all'azione indiretta della marea.

L'attrazione diretta luni-solare, naturalmente, non può avere efficacia alcuna: solo nei massimi laghi della Terra, infatti, essa può destare movimenti piccolissimi, dell'ordine del millimetro.

La marea liquida può agire per via indiretta. La marea luni-solare semi-diurna è pressochè sempre presente nel Tirreno: la sua armonica superiore, avrebbe il periodo dell'onda interna del lago di Bracciano. Del resto, non è da escludere che possano verificarsi maree *quarto-diurne*, sia pure di piccola ampiezza, aventi appunto il periodo di 6^h.

L'azione sull'onda interna del lago di Bracciano può manifestarsi solo attraverso la crosta terrestre, sotto forma di marea solida.

Che la marea liquida possa trasformarsi in marea solida di ugual periodo è cosa nota. Nelle figg. 21, 22, 23, vengono riportati tratti di marea solida, che viene sistematicamente registrata presso l'idrovora di Sadocca (Delta del Po) in corrispondenza di quella liquida, da un fotoclinografo ivi funzionante dal Dicembre 1957.

È chiaro che l'onda solida si smorza rapidamente con la distanza; è pur vero però che, nei fenomeni di risonanza, l'ampiezza (intensità) della causa perturbante non ha influenza determinante, che è invece essenzialmente legata all'approssimazione dei periodi in giuoco ed è tanto maggiore quanto più il periodo della causa perturbante si approssima a quello del sistema oscillante.

RIASSUNTO

Sono proseguite le indagini, iniziate gli anni scorsi, sul lago di Bracciano, con particolare riguardo alla termologia del lago stesso. Attraverso le quattro stagioni, sono state compiute numerose serie di misure di temperatura, a diverse profondità, con un batitermografo fatto espressamente costruire. Le misure ottenute hanno già consentito di delineare l'andamento della temperatura delle acque del lago durante l'anno e a dare conferma definitiva del formarsi, durante i mesi da Luglio a Novembre, dello strato del salto termico. La base di detto strato si comporta come superficie di discontinuità, che praticamente divide il lago, nei mesi accennati, in due parti non miscibili, di diversa densità. Ciò crea le condizioni fisiche necessarie e sufficienti all'insorgere delle così dette «onde interne» (sesse termiche), sotto l'azione di cause perturbanti esterne: la superficie di discontinuità diviene sede di moti stazionari, i cui periodi sono legati alle caratteristiche morfologiche e di densità del lago, di ampiezze molto spesso notevoli. Poichè tali onde si smorzano rapidissimamente verso la superficie esterna, era opinione diffusa che esse non potessero venir registrate in superficie, come onde idriche, se non sporadicamente. Nel lago di Bracciano, invece, vengono registrate in superficie lunghissime serie di oscillazioni, aventi un periodo proprio di 6 ore circa. La teoria ha provato che tali onde sono le fondamentali (uninodali) delle onde interne. Il fatto che esse vengano registrate, con inusitata ampiezza, durante intere settimane può forse essere attribuito ad un fenomeno di risonanza, quale potrebbe essere determinato da maree terrestri, conseguenti a maree quarto-diurne, o armoniche di semidiurne del vicino Tirreno.

ABSTRACT

The study of the lake of Bracciano and especially of its thermology, undertaken a few years ago, has been continued. The temperature of its water has been taken frequently at various depths utilizing a specially designed and built batithermograph.

The data thus collected have already permitted to outline the trends of the temperature of the water of the lake during the year and to confirm the fact that, during the period from

July to November, a thermic-jump layer materializes in it. The base of this layer behaves like a discontinuity surface which practically divides the lake into two parts endowed with different density, which do not mix together. This creates physical conditions which are necessary and sufficient to create the so-called " internal waves ". Owing to the effect of external perturbing causes, the discontinuity surface becomes the seat of stationary movements whose periods are linked with morphologic features and density of the lake and whose amplitude is often considerable. As such waves extinguish very rapidly towards the external surface, an opinion had spread that they could not be recorded at the surface as watery waves except in sporadic cases. In the lake of Bracciano, instead, very long series of oscillations with their own period of 6 hours have been recorded at the surface. A theory has proved that such waves are the fundamentals (uninodals) of internal waves. The fact that they are registered, with unusual amplitudes, during whole weeks, can be, probably, attributed to a resonance phenomena which could be caused by earth tides deriving from quarter-day tides or half-day harmonics of the nearby Tyrrhenian Sea.

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P., *Sui possibili modi di oscillazione libera del lago di Bracciano*, « Ann. di Geofisica », **III**, 1 (1950).

(2) Caloi P. e Peronaci F., *Oscillazioni libere e forzate del lago di Bracciano*, « Arch. di Oceanogr. e Limn. », Venezia, 1958.

(3) Caloi P., *Oscillazioni libere del lago di Bracciano; loro caratteristiche, loro energia*, « Ann. di Geof. », **XI**, 1 (1958).

(4) — *Notevoli onde interne (sesse termiche), nel lago di Garda*, « Ricerca scientifica », A. **XVII**, 1 (1947).

Attività sismica in Italia dal 1953 al 1957

M. de Panfilis

L'attività sismica verificatasi in Italia durante il quinquennio 1953-1957, se confrontata con quella che si è avuta nel passato in periodi di tempo di uguale durata, non può dirsi, per quanto riguarda la frequenza, molto notevole. In tale periodo, le scosse sismiche di cui abbiamo potuto avere sicura notizia, comprese quelle di leggera e leggerissima intensità e le repliche dei sismi più importanti, hanno superato di poco il numero di 400. Invece tale attività si deve considerare piuttosto elevata nei riguardi dell'intensità, poichè 160 delle scosse predette hanno superato il IV grado della Scala Mercalli. Due di esse, anzi, l'una avvenuta nel Gargano nel febbraio 1955 e l'altra nei Monti Volsini, a nord del Lago di Bolsena, nel dicembre 1957, raggiunsero nella zona epicentrale un'intensità quasi rovinosa, fortunatamente senza vittime, ma con danni ingenti ai fabbricati.

Assai diversamente, poi, si è distribuita l'attività sismica nei singoli anni del quinquennio. La minima si è avuta nel 1954 con un totale di 52 scosse e la massima nel 1957 con un totale di 123 scosse.

Secondo l'intensità massima raggiunta all'epicentro, espressa in gradi della Scala Mercalli, i sismi avvenuti nel periodo in esame possono essere così ripartiti:

Grado	II	III	IV	IV-V	V	V-VI	VI	VI-VII	VII	VII-VIII
Numero di scosse	40	110	105	49	61	10	23	6	9	2

A queste scosse, che sono quelle ben determinate sia rispetto al luogo ed al tempo che all'intensità, se ne debbono aggiungere numerose altre, di cui però si sono avute solo vaghe ed imprecise notizie, tutte di lieve entità e principalmente repliche dei terremoti più importanti.

Riguardo poi alla distribuzione geografica delle scosse di grado uguale e superiore al V, risulta che, di esse, 4 hanno avuto il loro epi-

centro in Piemonte, una nel Trentino, una nel Veneto, 7 nel Friuli, 3 in Liguria, 12 in Emilia, 10 in Toscana, 9 in Umbria, 5 nelle Marche, 5 nel Lazio, 7 negli Abruzzi e Molise, 3 in Campania, 14 in Puglia, 6 in Lucania, 8 in Calabria, 13 in Sicilia e 3 nelle Isole Eolie.

Il maggior numero di manifestazioni sismiche si è avuto pertanto in Puglia. I relativi epicentri si addensano quasi tutti nella regione montuosa del Gargano, tristamente nota per la sua elevata sismicità. Una di esse, quella del 9 febbraio 1955, fu d'intensità quasi rovinosa e causò danni gravi a molte case di Monte S. Angelo, la graziosa cittadina che si eleva su uno sperone meridionale del Gargano. La Sardegna ha confermato la sua relativa asismicità, non essendovisi verificata alcuna scossa dal 1953 al 1957.

Nel periodo in esame, le manifestazioni sismiche più importanti, per l'elevata intensità e per i conseguenti effetti sulle costruzioni nelle zone epicentrali, sono rappresentate, oltre che dall'anzidetto terremoto garganico del febbraio 1955, da due periodi sismici svoltisi nell'anno 1957. Il primo ebbe luogo nell'Appennino emiliano e colpì specialmente il paese di Santa Sofia; il secondo ebbe il suo epicentro nei Monti Volsini, a nord del Lago di Bolsena, e arrecò sensibili danni in numerosi paesi di quella regione, specialmente negli abitati di Castel Giorgio e di Castel Viscardo.

Con il presente lavoro, in cui vengono passati in rassegna i terremoti di grado V e quelli di grado superiore, abbiamo voluto illustrare l'attività sismica manifestatasi nelle singole regioni d'Italia dal 1953 al 1957. Eccetto per quei casi in cui le notizie a nostra disposizione erano insufficienti, abbiamo completato la descrizione macrosismica di ogni terremoto con il disegno delle relative isosiste. La carta generale degli epicentri, che accompagna il testo, dà una visione sintetica della distribuzione geografica dei terremoti predetti e, a facilitarne la consultazione, abbiamo scritto a fianco di ciascun epicentro il numero con il quale il sisma relativo è contrassegnato nelle pagine seguenti. Come appare dalla carta, alcuni epicentri sono situati nella catena alpina e, precisamente, nelle Alpi Marittime, nelle Alpi Cozie e, in maggior numero, nelle Alpi Carniche. La maggior parte, però, sono distribuiti lungo tutto l'arco appenninico, specialmente nell'Appennino tosco-emiliano, in quello abruzzese e in quello lucano. Esternamente alla catena degli Appennini è soprattutto da rilevare l'addensamento di epicentri nella zona montuosa del Gargano, che, nel periodo di tempo esaminato, fu, fra tutte le zone d'Italia, quella in cui l'attività sismica si manifestò con maggiore frequenza.

Anno 1953

1. 25 febbraio **Filogaso** (Catanzaro) Grado VI

Il 25 febbraio 1953, alle $01^h\ 07^m$ circa, fu avvertita, su quasi tutto il versante tirrenico della Calabria, in molte località delle province di Messina e di Catania, nonchè in alcune ristrette zone delle Puglie, una scossa di terremoto che, pur non avendo raggiunto nella zona epicentrale una intensità molto elevata, risultò di propagazione macrosismica assai rilevante (fig. 1).

Nel comune di *Filogaso*, in provincia di Catanzaro, ove la scossa fu sentita con l'intensità di VI grado, si verificarono fenditure in edifici di difettosa costruzione e crolli di alcuni vecchi muri. Con intensità un pò minore il movimento tellurico fu avvertito nel vicino comune di *S. Onofrio*.

L'epicentro fu individuato dall'I.N.G. nel punto di coordinate 38° 42′ N e 16° 06′ E.

Come mostra la fig. 1, la zona megasismica è di estensione relativamente piccola ma la isosista di grado V, avente la forma di un'ellisse molto allungata con l'asse maggiore orientato da SSW a NNE, abbraccia un territorio assai vasto estendentesi principalmente lungo la costa tirrenica all'incirca da *Cleto* (Cosenza) a *Messina*. La isosista di grado IV, pure di forma ellittica, si estende sulla costa tirrenica da *Diamante* (Cosenza) fin oltre *Milazzo* (Messina) e racchiude nel suo interno anche l'Isola di *Stromboli*.

Sul versante jonico della Calabria il movimento tellurico non fu quasi affatto avvertito. Lo fu invece, a distanza molto grande dalla zona epicentrale, in alcune località delle Puglie: di IV grado a *Taranto*, a *Mola di Bari* (Bari) e a *Trepuzzi* (Lecce), di III grado a *Galatina* (Lecce).

La estesa area macrosismica e la irregolarità di propagazione del moto tellurico indicano una notevole profondità ipocentrale. L'ora origine del terremoto, desunta dalle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Messina, Taranto, Roma, Firenze e Salò è $01^h 07^m 46^s$.

Una leggera scossa, probabile replica della precedente, fu avvertita nella zona del Monte Poro alle $10^h 15^m$ circa del 27 febbraio.

2. 26 febbraio **Monteleone di Spoleto** (Perugia) Grado V

Di questa scossa, che fu di carattere strettamente locale, l'epicentro venne individuato dall'I.N.G. nel punto di coordinate 42° 38′ N e 12° 55′ E.



Fig. 1

Esso cade a ENE di Terni nella zona compresa fra *Monteleone di Spoleto*, *Ferentillo* (Terni) e *Leonessa* (Rieti). L'ora origine determinata in base alle registrazioni di Roma, Rocca di Papa, Siena e Firenze è $08^h\,34^m\,56^s$.

1953

2_1. 4 marzo **Roma** Grado IV-V

Per quanto d'intensità inferiore al V grado Mercalli, stimiamo opportuno segnalare, essendosi verificate in una zona generalmente ritenuta asismica, due scosse originatesi nel sottosuolo di Roma il 4 marzo 1953.

La storia sismica ci ha tramandato notizie di terremoti numerosi e violenti sentiti a Roma nell'antichità e per i quali gli edifici dell'Urbe rimasero gravemente danneggiati. Ma, data la vicinanza di attivissimi centri sismici, quali quelli dei Colli Laziali e degli Abruzzi, è difficile stabilire quale sia stato il punto d'origine di quegli antichi movimenti tellurici. È infatti accaduto anche in tempi recenti che terremoti irradiati dai centri sismici suddetti sono risultati fortissimi in Roma. Per esempio il grande sisma di Avezzano del 13 gennaio 1915 fu sentito a Roma di VII grado, causando, fra altri danni, la caduta di due sfere di pietra dall'alto della Chiesa di S. Ignazio e della statua di S. Paolo dal sommo della facciata della Basilica di S. Giovanni.

I terremoti dei Colli Laziali invero, generalmente assai localizzati data la loro natura prevalentemente vulcanica, di rado si sono propagati fino a Roma con intensità tale da provocare lesioni alle costruzioni. Però il terremoto del 19 luglio 1899, che nella zona epicentrale, comprendente Frascati, Marino e Grottaferrata, raggiunse il grado VIII, si propagò fortemente anche a Roma ove la scossa fu sentita di VI grado.

In generale, sulla sola base dei terremoti avvertiti a Roma dall'antichità fino a quasi tutto il secolo XIX°, ben poco potrebbe dirsi con sicurezza circa la sismicità locale della zona urbana e di quella immediatamente contigua (*). Ma un terremoto avvenuto appunto sul finire del secolo scorso (il 1° novembre 1895), un altro verificatosi nel primo decennio di questo secolo (il 31 agosto 1909) e le due scosse del 4 marzo 1953 pongono fuori dubbio l'esistenza nel sottosuolo di Roma di alcuni centri sismici, sia pure di assai modesta attività.

Del terremoto del 1° novembre 1895 il De Rossi pose l'epicentro a sud di Roma, nei pressi della Cecchignola, fra le Vie Ostiense ed Ardeatina (fig. 2; n. 1), località allora pressochè deserta ma oggi raggiunta e superata dalle costruzioni nel grande sviluppo assunto dalla Città in dire-

---

(*) M. Baratta, nel suo volume sui terremoti d'Italia, ricorda un sisma avvenuto a Roma il 22 marzo 1812 e il cui epicentro può ritenersi essere stato nella zona urbana o almeno nelle sue immediate vicinanze [1].

zione di Ostia. Secondo il Baratta, invece, l'epicentro sarebbe stato in mare, vicino a quella parte della costa ove si estendono gli edifici del Lido di Roma. Ma forse, valutate tutte le circostanze, si è nel vero ponendo l'epicentro, come pensò il Martinelli, a SSW di Roma fra la Città

Fig. 2

ed il mare. A Roma, a Fiumicino e ad Ostia Antica la scossa, che in ogni caso può dirsi di carattere locale rispetto a Roma, raggiunse il VI grado e produsse lesioni che, in edifici vecchi e mal costruiti, furono anche di una certa gravità.

1953

Il terremoto del 31 agosto 1909, giudicato d'intensità fra il V e il VI grado, produsse danni lievi in alcuni edifici e lesioni gravi in qualche corsia dell'Ospedale di S. Spirito. È da tener presente però che le condizioni statiche del vetusto edificio erano state in quell'anno turbate da alcuni lavori che si stavano eseguendo a poca distanza da esso per la costruzione dei muraglioni del Tevere. L'epicentro del sisma fu individuato in un punto a circa sette chilometri dal centro di Roma in direzione nord-ovest, cioè nei pressi di S. Onofrio (fig. 2; n. 2), località anche questa oggi raggiunta dallo sviluppo edilizio e densamente popolata.

Delle due scosse del 4 marzo 1953, la prima avvenne alle $11^h 48^m 44^s$ e la seconda pochi minuti dopo, cioè alle $11^h 56^m 29^s$. La prima, di IV grado, fu avvertita in gran parte della città, specialmente nei quartieri Appio, Tiburtino, S. Giovanni e Torpignattara; la seconda, un po' più intensa della prima (fra il IV e il V grado), fu sentita in tutta la città, soprattutto nei quartieri meridionali, e suscitò un certo allarme nella popolazione. Ambedue furono registrate, oltre che a Roma, anche a Rocca di Papa. Dalle registrazioni fu possibile dedurre l'epicentro che venne localizzato dall'I.N.G. nel punto di coordinate $41^\circ 51' 50''$ N e $12^\circ 30' 43''$ E. Tale punto, distante circa tre chilometri e mezzo dalla Città Universitaria, ove risiede l'Osservatorio sismico di Roma, è situato nella zona del Quartiere Appio (fig. 2; n. 3), che è uno di quelli in cui la scossa fu maggiormente sentita. Le notizie subito raccolte mostrarono che la propagazione macrosismica era stata limitatissima, sicchè assai piccola dovette essere la profondità ipocentrale.

Le manifestazioni sismiche romane di cui brevemente si è detto, più che dalla loro intensità, traggono importanza dal fatto che sono le poche che ci permettano, fino ad oggi, di asserire che anche la zona di Roma è una zona dotata di una sua propria sismicità indipendentemente da quella che le proviene dalla vicinanza agli attivi centri sismici dei Colli Laziali, degli Abruzzi, del Viterbese e della Sabina.

3. 21 maggio **Vizzini** (Catania) Grado V

All'epicentro di questo sisma, in base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Messina e di Reggio Calabria, sono state assegnate le coordinate $37^\circ 15'$ N e $14^\circ 49'$ E. Tale punto si trova nell'angolo sud-orientale della Sicilia fra *Vizzini* e *Militello*, cioè in quella parte dell'Isola tante volte funestata nel passato da violenti terremoti.

Assai scarse sono le notizie macrosismiche a nostra disposizione su questo modesto movimento tellurico. Solo sappiamo che esso fu sentito con forte intensità (V grado) a *Vizzini* e con intensità mediocre (IV grado) a *Caltagirone* e a *Scordia* (Catania). Verso nord esso fu sensibile all'uomo fin poco oltre *Ramacca.*

L'ora origine, dedotta dalle suddette registrazioni di Messina e di Reggio, è di $01^h 36^m 03^s$.

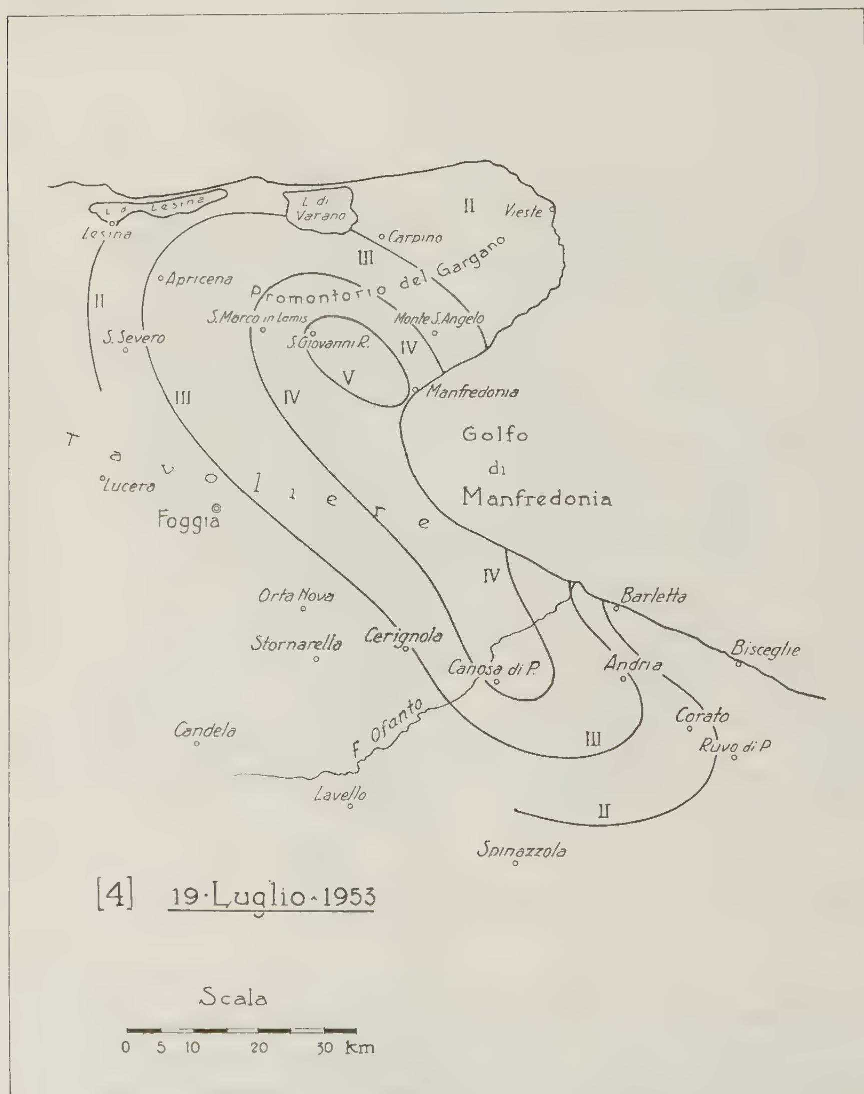


Fig. 3

1953

4. 19 luglio **S. Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado V

Pur non avendo raggiunto nella zona epicentrale un'intensità molto elevata, questo sisma ebbe una notevole propagazione macrosismica. Fu avvertito infatti in tutto il Promontorio garganico e, verso SE, attraverso il Tavoliere di Puglia, fin oltre il fiume Ofanto, a *Canosa di Puglia Andria, Corato* (fig. 3).

L'epicentro fu probabilmente fra *S. Giovanni Rotondo* e *Manfredonia.* Nella prima di queste località la scossa fu sentita con l'intensità del V grado e provocò il crollo di alcuni muri vecchi e già fatiscenti. A Manfredonia l'intensità fu un po' minore (IV-V grado), ma assai vivo fu anche in questa località l'allarme della popolazione.

La scossa fu registrata in diversi Osservatorî italiani e dalle registrazioni risultò come ora origine $19^h 46^m 46^s$.

5. 25. luglio **Arta** (Udine) Grado V

La figura 4 mostra la propagazione di questa scossa il cui epicentro, in base alle registrazioni ottenute a Padova, Salò, Bologna, Siena, Pavia e Roma, è stato ubicato dall'I.N.G. nel punto di coordinate 46° 30′ N

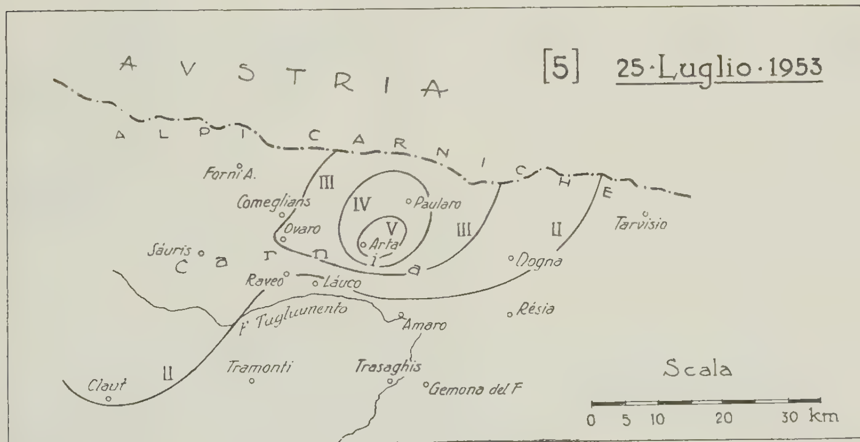


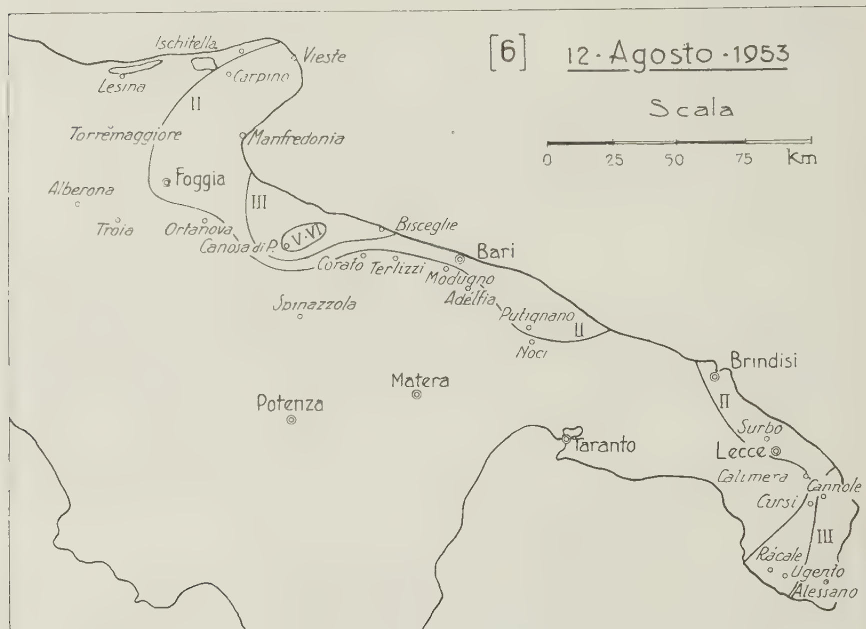
Fig. 4

e 13° 06′ E e cioè nella Carnia, fra *Arta,* ove la scossa fu avvertita fortemente, e *Paularo.* L'intensità del movimento sismico decrebbe assai rapidamente verso sud, sicchè nei comuni di *Lauco* ed *Amaro,* poco distanti da Arta, la scossa non venne affatto avvertita.

L'ora origine del sisma fu $02^h 34^m 50^s$.

6. 12 agosto **Canosa di Puglia** (Bari) Grado V-VI

Il 9 agosto 1953, alle $08^h 41^m 06^s$, con una scossa disastrosa, s'iniziava nelle Isole Eolie un periodo sismico eccezionale sia per la sua durata che per la frequenza e l'intensità delle scosse. Per tutto il mese di agosto le repliche si susseguirono, a brevi intervalli di tempo, con una frequenza impressionante, portando la desolazione nelle Isole joniche di Cefalonia, Itaca e Zante.



Fig, 5

La scossa delle $10^h 24^m$ circa del 12 agosto, ancor più violenta di quella iniziale, fu sensibile all'uomo anche nell'Italia meridionale (*). In varie località delle Puglie, dalla regione garganica all'estrema punta della Penicola Salentina, fu avvertita con intensità leggera o leggerissima (fig. 5). Ma un rinforzo notevole d'intensità, sì da far pensare addirittura ad una scossa originata da un centro locale, si ebbe nella zona di *Canosa*

(*) Questo terremoto è stato studiato da D. Di Filippo e da L. Marcelli, i quali, per le coordinate epicentrali e per il tempo origine, determinarono i valori:

$\varphi = 38^\circ\, 10'\, 26'',8; \qquad \lambda = 20^\circ\, 43'\, 12''; \qquad t_0 = 10^h 23^m 50^s$ (2).

di Puglia. Ivi infatti fu avvertito un movimento tellurico abbastanza forte, valutato di V-VI grado Mercalli, il quale produsse anche leggiere lesioni in alcune case e la caduta di qualche comignolo.

7. 23 agosto **Correggio - Novellara** (Reggio E.) Grado V

Di questo sisma non si sono avute registrazioni negli Osservatori dell'I.N.G. In base alle scarse notizie macrosismiche che di esso si sono potute avere, riteniamo che l'epicentro possa essere collocato nella zona compresa fra *Correggio* e *Novellara*, zona in cui, nel secolo scorso, si ebbero notevoli manifestazioni di attività sismica.

A *Correggio* la scossa fu valutata di V grado e a *Novellara* di IV. Il movimento tellurico ebbe una propagazione alquanto limitata: esso decrebbe molto rapidamente con la distanza, eccetto in direzione sud, essendo stato leggermente percepito a *Castellarano*, distante una trentina di chilometri da Correggio.

Il sisma si verificò alle $06^h\,26^m$ circa.

8. 20 settembre **Spilinga** (Catanzaro) Grado V

Durante la seconda metà del mese di settembre 1953, nella zona calabra estendentesi dal Monte Poro al Monte Pecoraro, furono avvertite alcune scosse la cui maggiore intensità sembra essersi manifestata fra *Spilinga*, *Vibo Valentia* ed *Arena*.

Una prima scossa, molto lieve, si ebbe alle 5^h circa del 20 settembre. Seguì, alle $21^h\,15^m$ circa dello stesso giorno, una scossa più forte che fu sentita di V grado nel comune di *Spilinga* e di IV nei comuni di *Vibo Valentia* ed *Arena*. Una replica di IV-V grado fu avvertita a *Spilinga* alle $21^h\,45^m$ circa del 24 settembre.

Nessuno dei sismi predetti ci risulta essere stato registrato negli Osservatorî sismici e non è possibile precisare la posizione del loro epicentro data la scarsità di notizie macrosismiche a noi pervenute.

9. 5 ottobre **Cancellara** (Potenza) Grado V

La figura 6 mostra le isosiste di questo terremoto tracciato sulla base delle notizie macrosismiche a nostra disposizione.

La scossa fu sentita fortemente a *Cancellara*, leggermente a *Potenza* e nei comuni di *Venosa*, *Oppido Lucano*, *Genzano di Lucania* (tutti della prov. di Potenza).

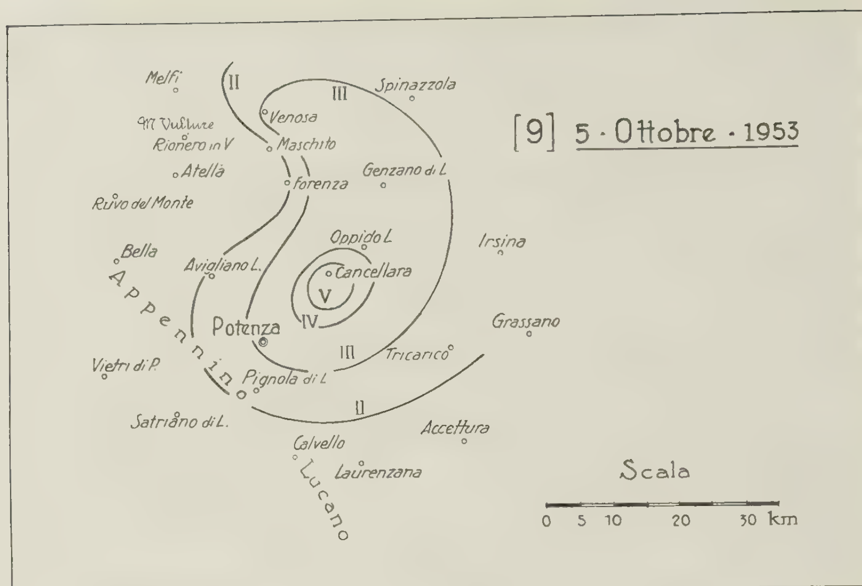


Fig. 6

In base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Taranto, Messina e Roma, l'epicentro è stato determinato dall'I.N.G. nel punto di coordinate 40° 42′ N e 15° 57′ E. Ora origine: $01^h\ 08^m\ 19^s$.

10. 9 ottobre **Asciano** (Siena) Grado V

Questa scossa, avvenuta a circa $16^h 21^m$ del 9 ottobre, conferma l'esistenza nei pressi di Asciano, a SE di Siena, di un centro sismico già rivelato nel passato da manifestazioni numerose, anche se non molto intense.

La figura 7 rappresenta la propagazione del moto sismico che, sentito di grado V ad Asciano, decrebbe rapidamente verso SE, così da non essere affatto avvertito a *Trequanda*, distante da Asciano appena una decina di chilometri in linea d'aria. A *Buonconvento* e a *Rapolano Terme* la scossa fu sentita con mediocre intensità; con intensità leggera a *Sovicille*, *Castelnuovo Berardenga*, ecc.

In base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Siena, Firenze e Roma, sono state assegnate all'epicentro le coordinate 43° 17′ N 11° 36′ E. Ora origine: $16^h\ 20^m\ 57^s$.

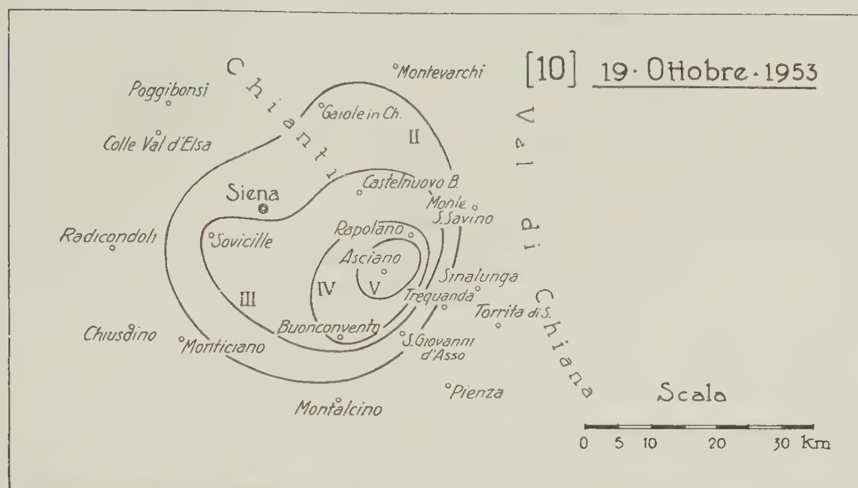


Fig. 7

11. 24 novembre **Avezzano** (L'Aquila) Grado V

Nelle prime ore del mattino del 24 novembre 1953, a circa $04^h 13^m$, la popolazione di *Avezzano* e quelle di altri paesi della Conca del Fucino venivano bruscamente svegliate da una forte scossa di terremoto accompagnata da un cupo boato.

Le informazioni macrosismiche che si sono potute avere sono insufficienti per il tracciamento delle curve isosiste. Possiamo solo dire che ad *Avezzano* la scossa raggiunse almeno il V grado, ebbe carattere prevalentemente sussultorio e una durata di 6-7 secondi. Di IV grado fu sentita a *Collarmele* e *Celano*; di III-IV in molte altre località ad occidente della Conca fucense, fra le quali *Capistrello*, *Scurcola Marsicana*, *Tagliacozzo*, e con la stessa intensità in alcuni paesi situati tra il Fucino e Sulmona, come *Pescina* e *Cocullo*.

Il movimento tellurico venne registrato nell'Osservatorio sismico di Roma i cui apparecchi segnarono l'inizio della perturbazione a $04^h 13^m 13^s,6$.

Sembra che altre due scosse, nella nottata, abbiano preceduto quella delle $04^h 13^m$: la prima a circa 01^h e l'altra a circa 03^h. Esse furono però di assai lieve entità e, data l'ora, passarono quasi inosservate.

12. 25 novembre **Stromboli** (Messina) Grado V

Alle $14^h 26^m$ circa del 25 novembre 1953 fu avvertita a *Stromboli* una forte scossa tellurica che causò vivo allarme nella popolazione dell'Isola senza peraltro causare alcun danno. Si trattò di un fenomeno strettamente locale, poichè la scossa non fu avvertita nelle altre isole eolie nè registrata negli Osservatorî sismici.

13. 3 dicembre **Colletorto** (Campobasso) Grado V

Questo sisma ci sembra notevole non tanto per la sua intensità, in verità non molto elevata, quanto per la ubicazione della zona epi-

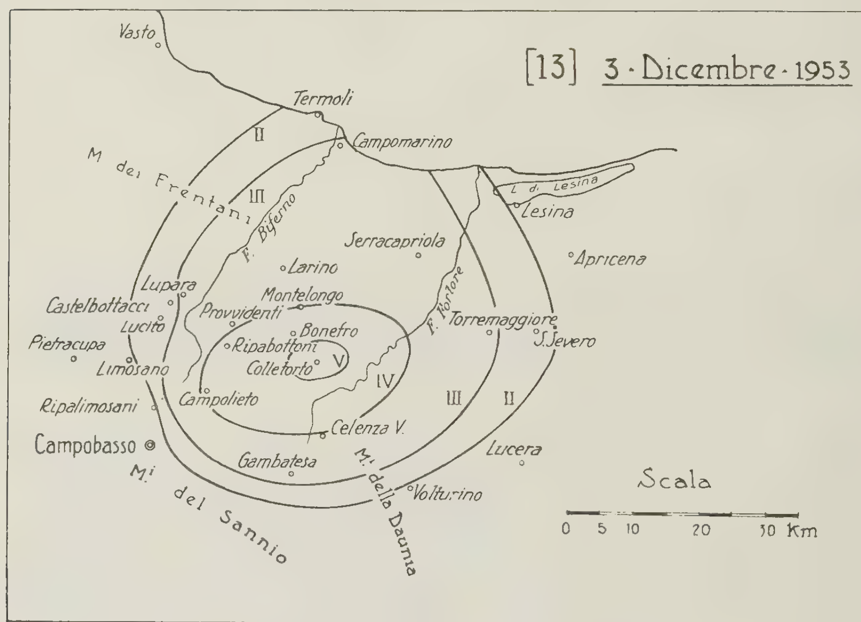


Fig. 8

centrale. Questa infatti, in base alle notizie macrosismiche a nostra disposizione, risulta situata fra le valli dei fiumi Biferno e Fortore, più precisamente fra *Bonefro* e *Celenza Valfortore*, e cioè in una zona che, nella Carta sismica del Baratta, figura ancora come stabile dal punto di vista sismico.

La figura 8 mostra l'estensione della propagazione macrosismica della scossa, estensione che può considerarsi abbastanza ampia se si tien

conto dell'intensità non molto alta nella zona epicentrale (grado V). Il movimento tellurico risultò infatti sensibile alle persone su una superficie quasi circolare avente un diametro di circa 60 chilometri. La ristretta area epicentrale, la quale comprende il comune di *Colletorto* (Campobasso) risulta eccentrica su tale superficie poichè l'intensità decrebbe rapidamente verso sud, spegnendosi contro i Monti del Sannio e della Daunia, e si propagò maggiormente verso nord in direzione di *Termoli.*

Dalle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Roma e di Taranto si ricavò, come ora origine, $06^h56^m08^s$.

14. 7 dicembre **Radicondoli-Chiusdino** (Siena) Grado V

Epicentro nella parte orientale della regione delle *Colline Metallifere,* probabilmente fra *Radicondoli* e *Chiusdino,* località, queste, ove la scossa fu sentita con forte intensità.

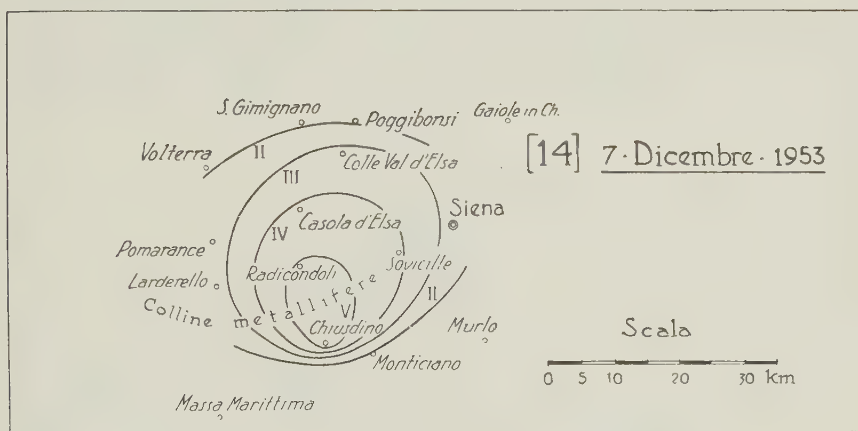


Fig. 9

La propagazione del moto tellurico fu caratterizzata, come mostrano le isosiste rappresentate in figura 9, da un rapidissimo decremento dell'energia sismica nelle direzioni SW, S e SE: a *Monticiano,* per esempio, che da Chiusdino dista poco più di 5 chilometri, la scossa non fu affatto avvertita. A *Casole d'Elsa* e *Sovicille* fu invece avvertita con intensità mediocre e a *Colle Val d'Elsa* con intensità leggera.

L'ora origine, dedotta dalle registrazioni ottenute a Siena, Firenze e Bologna, fu $10^h59^m17^s$.

15. 14 dicembre **Cesena** (Forlì) Grado VI

Un notevole periodo sismico, che interessò buona parte del territorio compreso fra l'Appennino Emiliano e il Mare Adriatico, ebbe luogo nel mese di dicembre 1953.

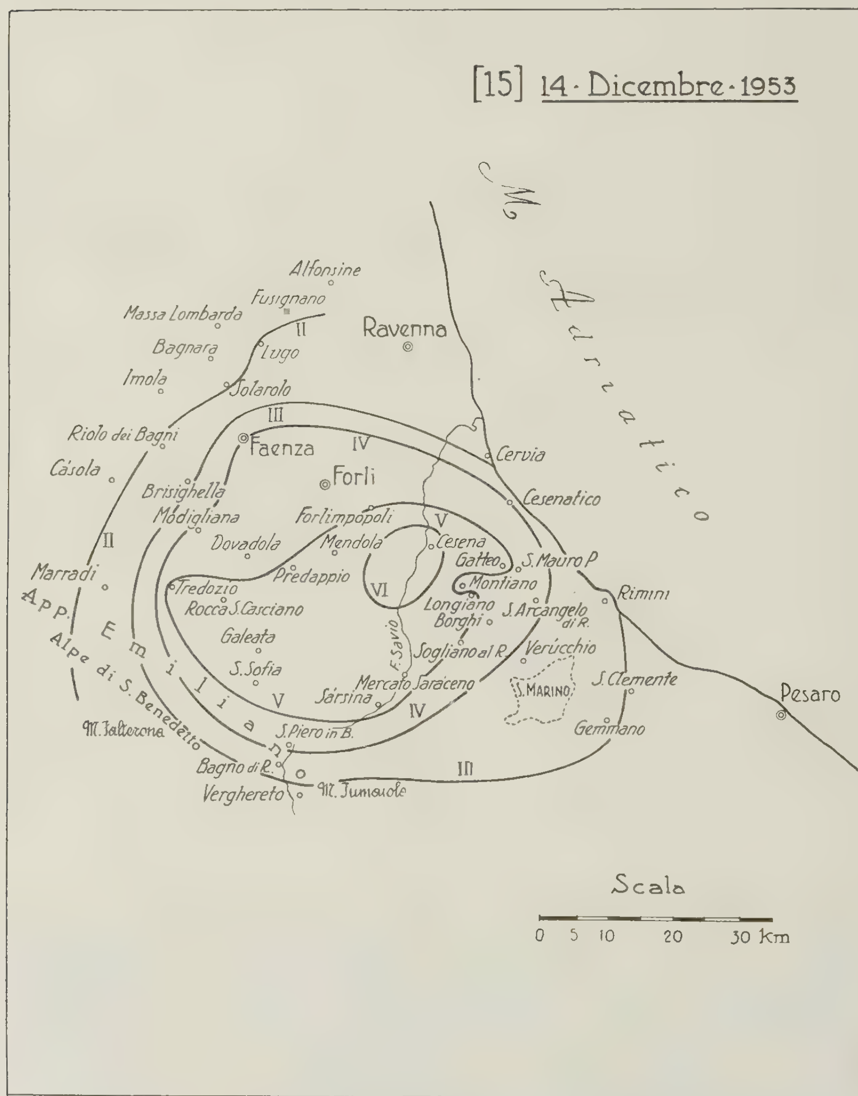


Fig. 10

Come premonitoria può considerarsi una scossa avvenuta alle 22^h circa del 3 dicembre ed avvertita di IV grado a *Cesena*. La scossa principale del periodo di verificò alle 08^h11^m del 14 dicembre e il suo epicentro, in base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Roma, Firenze, Padova, Bologna ed Oropa, fu determinato dall'I.N.G. nel punto di coordinate 44° 04′ N e 12° 11′ E, cioè nella valle del Fiume Savio ad una decina di chilometri a sud di Cesena. In questa città la scossa raggiunse il grado VI Mercalli.

La zona urtata con forte intensità (grado V) ha un contorno irregolare ed è limitata da un'isosista passante in prossimità di *Forlimpopoli*, *Predappio*, *Tredozio*, *Sarsina*, *Sogliano al Rubicone*, *Montiano* e *Gatteo*. Più regolari appaiono invece le isosiste dei gradi inferiori (fig. 10).

Una sensibile replica si ebbe il giorno successivo, 15 dicembre, alle 13^h01^m circa. Essa fu avvertita con intensità di IV-V grado a *Cesena* e *Meldola* e con intensità di IV grado in numerose altre località, fra cui *S. Pietro in Bagno*, *Sarsina* e *Mercato Saraceno*.

Altre leggiere repliche si ebbero nei giorni successivi: una, di III grado a *Cesena*, il 17 dicembre a circa 05^h24^m e un'altra, pure di III grado a *Cesena*, il 18 dicembre a circa 09^h18^m.

1953

Anno 1954

16. 6 febbraio **Valle Caudina** (Benevento) Grado V

Il 6 febbraio 1954, alle $2^h 55^m$ circa, un terremoto di forte intensità (V grado) colpì *Airola* ed *Arpaia*, in provincia di Benevento, e *Cervinara* in provincia di Avellino.

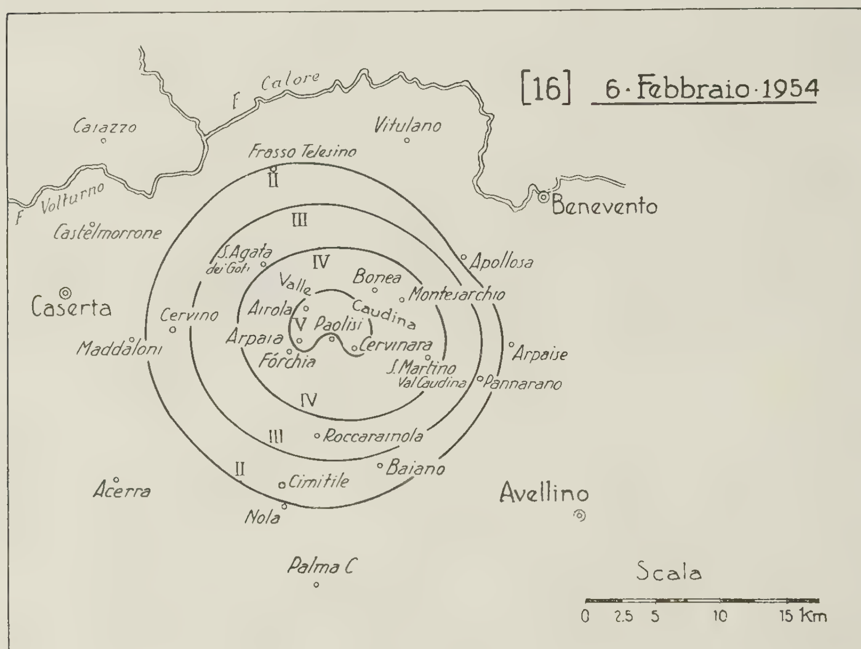


Fig. 11

In base alle notizie macrosismiche, l'epicentro è da porre nella Valle Caudina, in prossimità del punto di coordinate geografiche 41° 03′ N e 14° 35′ E. La zona in cui la scossa fu avvertita macrosismicamente è alquanto ristretta ed ha una forma quasi circolare con un diametro di circa 25 chilometri (fig. 11).

L'area epicentrale di questo sisma è press'a poco la stessa del periodo sismico svoltosi nell'aprile del 1936, la cui scossa principale, molto forte, causò leggiere lesioni in diversi edifici di *Airola*. Nella Valle Caudina ebbe il suo epicentro anche una lunga ed intensa manifestazione tellurica

verificatasi nella prima metà dell'anno 1903 e culminata il 4 maggio di quell'anno con una scossa rovinosa che arrecò danni gravi nei paesi di *Arpaia* e di *Forchia* (3).

17. 8 febbraio **Teora** (Avellino) Grado V

Assai scarse sono le notizie che abbiamo potuto avere intorno a questo movimento tellurico, verificatosi a circa 05^h05^m dell'8 febbraio 1954. Sembra ch'esso sia risultato di forte intensità solo nel comune di *Teora* (Avellino), ove fu sentito da quasi tutti gli abitanti, ma non causò danni apprezzabili. Certamente si trattò di un fenomeno strettamente locale.

18. 23 marzo **Collestatte** (Terni) Grado VI

Pochi minuti prima delle 7^h del 23 marzo 1954, un terremoto valutato di VI grado Mercalli colpì *Collestatte,* frazione del comune di Terni, causando la caduta di qualche comignolo e leggiere fenditure in alcuni vecchi edifici.

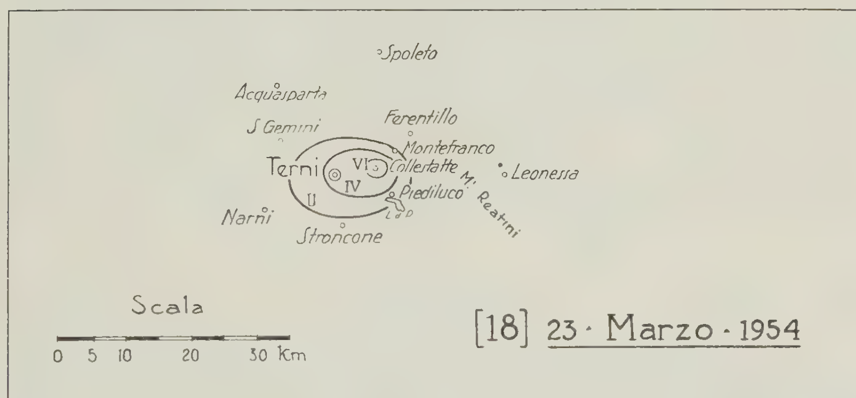


Fig. 12

La scossa, non registrata, secondo quanto ci risulta, in alcun Osservatorio, fu avvertita mediocremente nella città di Terni ed ebbe una propagazione limitatissima (fig. 12). La zona di percezione macrosismica ha la forma di un'ellisse con l'asse maggiore disposto in direzione EW e lungo una ventina di chilometri.

L'ora d'inizio del sisma, all'epicentro, sembra essere stata 06^h55^m circa. Precedettero due scosse leggiere, avvertite da poche persone. Non risulta che si siano avute delle repliche.

19. 23 marzo **Acireale** (Catania) Grado V

Poche notizie abbiamo potuto avere su questo sisma. Sappiamo solo che, a circa 15^h07^m del 23 marzo 1954, ad *Acireale* fu sentita da una gran parte della popolazione una scossa che il relatore valutò del V grado Mercalli. A *Mascali* il movimento tellurico fu avvertito molto leggermente ed in molte località vicine ad Acireale passò del tutto inosservato.

20. 29 marzo **Galeata** (Forlì) Grado V

Un forte movimento tellurico, notevole per la vastità della zona scossa macrosismicamente, ebbe luogo il mattino del 29 marzo 1954 nell'Appennino Emiliano.

L'area ove l'intensità raggiunse il V grado Mercalli si estende, in direzione NS, da *Modigliana* a *Galeata* e comprende nel suo interno i paesi di *Dovadola* e *Rocca S. Casciano* (fig. 13). In queste località un forte rombo fu sentito contemporaneamente alla scossa.

Come mostrano le isosiste del sisma, alquanto irregolari specialmente quelle dei gradi inferiori, la propagazione fu assai disuguale nelle varie direzioni: verso nord il moto si spense assai rapidamente, mentre, verso sud, giunse fino nel territorio di *Arezzo*, dove venne avvertito con leggerissima intensità.

L'ora della scossa all'epicentro, dedotta dalla registrazione ottenuta nell'Osservatorio di Firenze, fu $06^h06^m10^s$.

21. 25 aprile **Raveo** (Udine) Grado VI

Una scossa molto forte di terremoto colpì la Carnia il 25 aprile 1954. Essa raggiunse la sua maggiore intensità (grado VI) nel Comune di *Raveo*, dove fu avvertita da tutta la popolazione con grande spavento. Caddero pezzi d'intonaco e si ebbero lievi danni negli edifici meno solidi. Ad *Ampezzo* la scossa fu d'intensità leggermente inferiore e produsse fenditure di poca entità in alcune abitazioni.

Il movimento tellurico, come appare dalla fig. 14, interessò una regione molto vasta, comprendente buona parte delle province di Udine, di Belluno e di Treviso. La zona isosismica di VI grado risultò, in verità, alquanto limitata; quella di V, però, si estese notevolmente verso ovest e verso sud-ovest includendo i territori di *Auronzo*, *Lorenzago*, *Perarolo*, *Forno di Zoldo* e *Vittorio Veneto*.

Fig. 13

Alquanto anomala fu inoltre la distribuzione delle intensità attorno alla zona epicentrale: verso nord infatti il moto sismico decrebbe con grande rapidità, mentre, verso ovest e specialmente verso sud, esso venne percepito a notevoli distanze dall'epicentro. A sud di Treviso, anzi, in una ristretta zona esterna alla isosista di II grado e comprendente i

comuni di *Dolo* e di *Mira* (prov. di Venezia), la scossa venne avvertita con sensibile intensità.

La vastità della superficie macrosismica e l'irregolarità della propagazione del moto tellurico indicano una profondità ipocentrale piuttosto

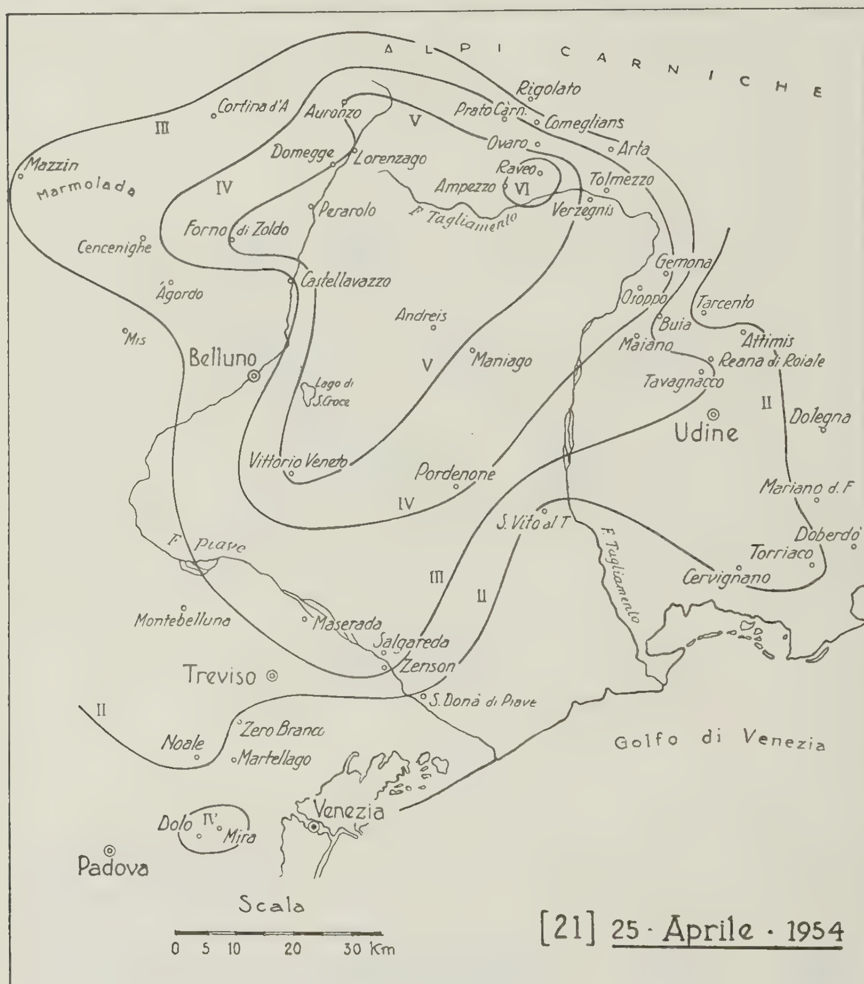


Fig. 14

notevole. Alle coordinate epicentrali, crediamo possano assegnarsi, con buona approssimazione, i valori 46° 27′ N e 12° 50′ E; il tempo origine della scossa, in base alle registrazioni degli Osservatorî di Salò, Bologna, Firenze, Pavia, Oropa e Roma, può ritenersi $23^h 17^m 19^s$.

1954

22. 9 maggio **Arcidosso** (Grosseto) Grado V

La regione del Monte Amiata, in Toscana, è nota per la sua grande attività sismica. Essa contiene, infatti, numerosi centri di scuotimento che frequentemente entrano in azione generando scosse che, pur essendo in genere di propagazione non molto estesa, raggiungono all'epicentro intensità talora rilevanti e cagionano gravi danni agli abitati dei paesi che circondano l'apparato vulcanico del Monte Amiata. *Santa Fiora*, *Arcidosso*, *Radicofani*, *Abbadia S. Salvatore*, *Castel del Piano* sono nomi che ricorrono assai spesso nelle cronache dei sismi d'Italia.

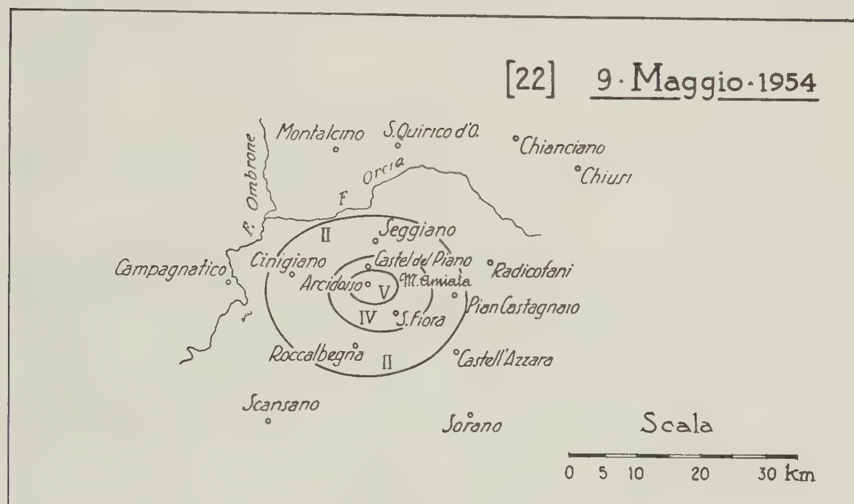


Fig. 15

La scossa del 9 maggio 1954 non fu di grande intensità, ma testimonia ancora una volta la instabilità sismica della regione amiatina. Essa raggiunse una forte intensità (grado V) ad *Arcidosso*, nei cui pressi è, con molta probabilità, da ubicare l'epicentro. Avvertito con forte rombo da tutta la popolazione, il movimento sismico causò, in varie case di Arcidosso, l'aggravamento di preesistenti lesioni.

La scossa ebbe una propagazione assai limitata (vedi fig. 15): a *Santa Fiora* e *Castel del Piano* fu avvertita con mediocre intensità; risultò leggerissima a *Cinigiano*, *Roccalbenga*, *Pian Castagnaio* e *Seggiano*.

L'ora d'inizio della scossa, dedotta dalla registrazione ottenuta nell'Osservatorio di Siena, fu $23^h 34^m 30^s$.

23. 16 luglio **Montereggio** (Piacenza) Grado V

Si tratta di una modesta scossa di carattere locale avvenuta a circa 01^h05^m del 16 luglio 1954 e avvertita in una ristretta zona del versante padano dell'Appennino ligure. Essa fu sentita di V grado a *Montereggio*, frazione del Comune di *Farini d'Olmo* (Piacenza) e di IV nel vicinissimo abitato di *S. Gregorio*, frazione del Comune di *Ferriere* (Piacenza). In vicinanza di queste località fu con molta probabilità l'epicentro. Per quanto riguarda la propagazione, sappiamo solo che la scossa fu percepita con leggiera intensità, verso ovest, fino a *Ferriere* e, verso nord, fino a *Béttola.*

24. 6 agosto **Potenza** Grado VI

Un importante movimento tellurico, che determinò vivissimo panico in molti centri della provincia di Potenza, ebbe luogo il 6 agosto 1954, alle 20^h21^m circa.

Nella città di *Potenza* la popolazione, allarmata, si riversò nelle strade. Molti si allontanarono dalla città rifugiandosi nelle vicine campagne e moltissimi, per il timore di una replica, trascorsero la notte all'aperto. La scossa fece fermare l'orologio della torre del Palazzo della Prefettura e produsse lievi danni ad alcune abitazioni e nella cattedrale della città. Il movimento sismico fu un po' meno intenso (grado V-VI) a *Cancellara*: ivi causò caduta di calcinacci ed alcune lesioni alle volte di due chiese, entrambe di vecchia costruzione.

Non è purtroppo possibile stabilire con sufficiente approssimazione quale sia stata la distribuzione delle intensità nella propagazione macrosismica della scossa. Possiamo solo dire che questa, almeno nelle direzioni N e NE, dovette essere alquanto vasta. Infatti, verso nord, la scossa giunse con intensità di IV e III grado rispettivamente fino a *Canosa di Puglia* (Bari) e a *Cerignola* (Foggia); verso nord-est, con intensità di III grado fino a *Bari*.

Possiamo dire anche, sulla scorta delle poche notizie pervenuteci, che la distribuzione delle intensità presentò parecchie anomalie. Così, per esempio, nella cittadina di *Venosa*, che è situata fra Potenza, dove la scossa fu di VI grado, e Cerignola, ove fu di II grado, il movimento tellurico non fu affatto avvertito. A *Rionero*, a sud del M. Vulture, fu di V-VI grado mentre ad *Avigliano*, situato fra Potenza e Rionero, fu appena di IV grado.

Nell'attraversare l'apparato vulcanico del Vulture, l'energia sismica subì un pressochè totale smorzamento: nella cittadina di *Melfi*, infatti, situata a nord del M. Vulture e distante da Rionero meno di una decina di chilometri, il movimento tellurico passò quasi inavvertito.

Verso NW la scossa giunse fin nelle province di Avellino e di Salerno, essendo stata avvertita con leggiera intensità nel Comune di *Caposele* (Avellino) e nei Comuni di *Valva* e di *Laviano* (Salerno).

Vastissima fu la propagazione della scossa sotto l'aspetto microsismico: essa venne registrata infatti in tutti gli Osservatorî italiani, da Messina e Reggio fino ad Oropa, ed anche in molti Osservatorî stranieri. Le coordinate epicentrali determinate dall'I.N.G. (40° 40′ N; 15° 53′ E) individuano un punto situato a NE di Potenza e distante circa 8 chilometri da questa città. Per l'ora della scossa, all'epicentro, fu calcolato il valore $20^h 21^m 12^s$.

25. 14 settembre **Cagli - Cantiano** (Pesaro) Grado V

Un breve periodo sismico si svolse durante il settembre 1954 nella zona della provincia di Pesaro circostante al Monte Nerone, in prossimità del quale, molto probabilmente, fu l'epicentro dei movimenti tellurici.

Alcune scosse leggiere o leggerissime, non ben precisate per l'ora e per l'intensità, furono avvertite in alcune località della zona predetta durante la giornata del 13 settembre. Il giorno successivo, alle $05^h 08^m$ circa, preceduta da un forte boato, si verificò la scossa principale, che nei comuni di *Cagli* e *Cantiano* fu sentita con maggiore intensità (V grado) e risultò prevalentemente sussultoria.

Diverse repliche di modesta intensità seguirono fino al giorno 19 settembre; una di esse, avvenuta alle $18^h 30^m$ circa del giorno 14, fu avvertita di IV grado nei comuni di *Piobbico* ed *Apecchio* (Pesaro) ed un'altra, avvenuta alle 11^h circa del 19 settembre e con la quale sembra essersi chiuso il periodo sismico, fu avvertita di IV grado nel comune di *Cantiano*.

26. 11 ottobre **Venzone** (Udine) Grado VI

Nel pomeriggio dell'11 ottobre 1954, una scossa tellurica molto forte si abbattè su tutto il Friuli raggiungendo in una zona piuttosto ampia il grado VI della Scala Mercalli.

Anche per questo terremoto le notizie che si son potute raccogliere, troppo scarse in relazione alla vastità dell'area scossa, non hanno permesso il tracciamento delle curve isosiste. Ci risulta solo che nella zona colpita con intensità molto forte (VI grado), ove si verificarono lievi danni ad alcuni edifici, sono inclusi i comuni di *Venzone*, *Tarcento*, *Colloredo* e *S. Daniele*; che la scossa fu sentita fortemente (V grado) a *Tolmezzo*, *Verzegnis*, *Vito d'Asio*, *Tricesimo*, *Gemona* e *Udine*; mediocremente (IV grado) a *Paularo*; di III-IV grado a *Pontebba* e *Tarvisio*.

Verso sud il movimento si estinse assai rapidamente poichè, infatti, nei comuni di *Latisana*, *S. Giorgio di Nogaro* e *Palmanova*, tutti nella Bassa Friulana, esso passò quasi inosservato. Molto maggiore fu invece la propagazione verso SE, poichè a Trieste il sisma fu avvertito di III-IV grado.

Dalle registrazioni sismografiche ottenute negli Osservatorî di Tolmezzo, Salò, Oropa, Pavia, Bologna, Firenze e Roma, furono nell'I.N.G. determinate per le coordinate epicentrali i valori 46° 20′ N e 13° 06′ E, i quali individuano un punto situato a 4 chilometri circa ad ovest di *Venzone* (Udine). L'ora della scossa all'epicentro fu $17^h 45^m 25^s$. Fu potuta calcolare anche la « magnitudo » del sisma, per la quale risultò il valore 3,5.

Il terremoto fu preceduto da tre lievissime scosse (verificatesi nella stessa giornata dell'11 ottobre alle $00^h 48^m$, $10^h 30^m$ e $15^h 19^m$ rispettivamente) e seguito da numerosisime repliche che, a brevi intervalli di tempo l'una dall'altra, continuarono fino alle 8^h circa del 13 ottobre. Tutte queste repliche furono di leggera o leggerissima intensità, ad eccezione di una, verificatasi alle $00^h 43^m$ circa del giorno 12, che fu fortemente avvertita nel comune di *Gemona del Friuli*.

27. 20 novembre **Grisì** (Palermo) Grado VI

Il 18 novembre 1954, nel territorio di *Grisì*, frazione del comune di Monreale in provincia di Palermo, ebbe inizio un intenso periodo sismico che, per la frequenza delle scosse, per i forti boati che le accompagnarono e per le gravi lesioni causate a molte abitazioni, mise in istato di vivissimo allarme la popolazione di quel piccolo centro. Dopo qualche giorno dall'inizio dei fenomeni sismici, continuando essi con grandissima frequenza, gli abitanti, presi da panico, sfollarono in massa da Grisì rifugiandosi nei paesi vicini e solo dopo molti giorni, quando le scosse cominciarono a diradarsi, s'indussero, poco a poco, a rientrare nelle loro abitazioni.

1954

Il periodo sismico cominciò con una lieve scossa premonitoria avvertita dalla maggior parte della popolazione del solo centro di Grisì alle 10^h circa del 18 novembre 1954.

Il 20 novembre, alle $06^h 35^m$, accompagnata da forte rombo, si verificò la scossa principale che nelle vicinanze di Grisì spiegò la massima intensità, valutabile del VI grado Mercalli. Fu infatti questa località

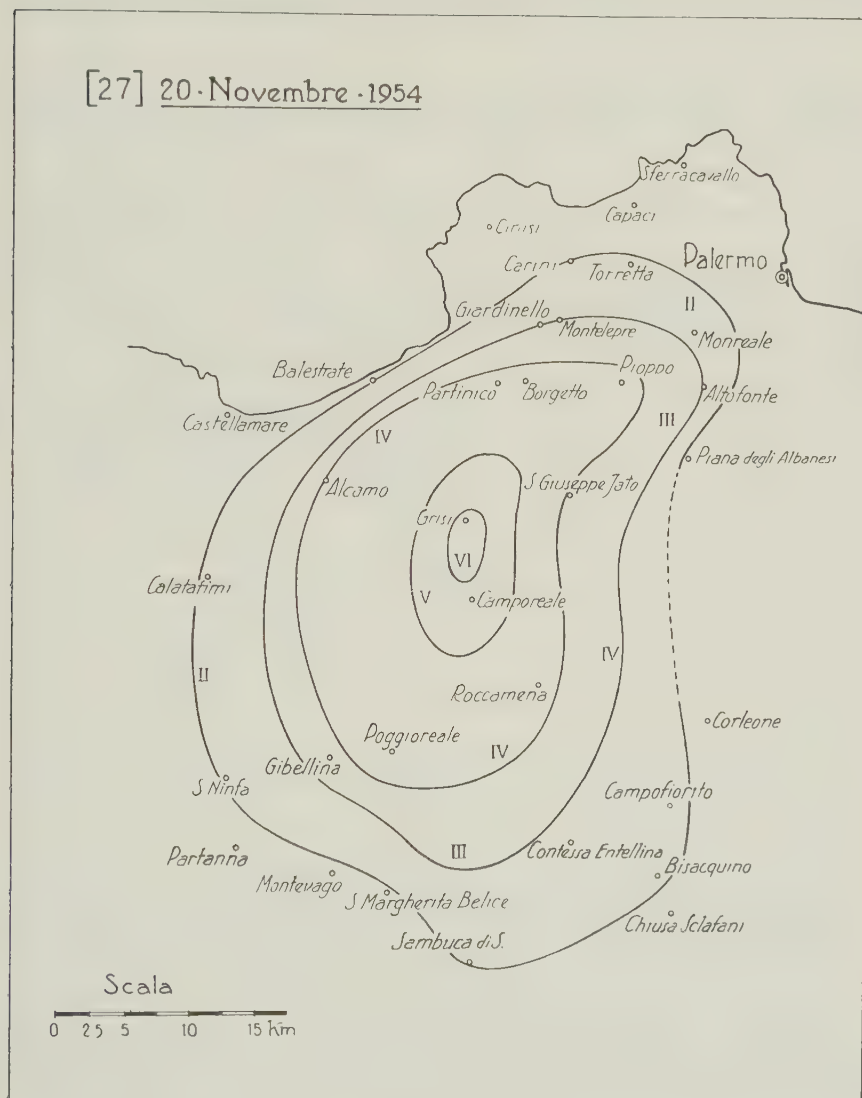


Fig. 16

che ebbe a sperimentare i maggiori effetti dinamici della scossa: fenditure numerose ma leggere in case di recente costruzione; notevoli in case vecchie e poveramente costruite.

A *Camporeale*, che in linea d'aria dista all'incirca una mezza dozzina di chilometri da Grisì, il movimento tellurico fu fortemente sentito, ma non causò altri danni all'infuori di lievi fenditure in abitazioni di difettosa costruzione; la sua intensità, in quel paese, può ritenersi essere stata del V grado Mercalli.

La scossa, che fu registrata solo negli Osservatorî di Palermo e di Messina, ebbe una propagazione macrosismica alquanto ristretta. La zona infatti in cui la perturbazione tellurica fu percepita dall'uomo ha una superficie di circa 1500 chilometri quadrati ed è racchiusa, come fu potuto accertare in un sopraluogo effettuato dallo scrivente nella zona stessa, da una isosista delimitata dai paesi di *Calatafimi*, *Santa Ninfa*, *Sambuca di Sicilia*, *Bisacquino*, *Piana Albanese*, *Carini* e *Balestrate* (fig. 16). L'epicentro si ritiene possa essere ubicato nel punto di coordinate 37° 56′ N, 13° 06′ E e cioè fra Grisì e Camporeale, ma più prossimo alla prima che alla seconda località.

L'andamento delle isosiste mostra un rapido decremento della energia sismica dalla zona epicentrale verso la zona del Golfo di Castellammare, i cui paesi costieri, anche quelli più vicini all'epicentro, non avvertirono affatto il movimento tellurico.

Alla scossa principale fecero seguito, sino alla fine del febbraio 1955, numerose repliche la cui intensità in un solo caso raggiunse il V grado e in tutti gli altri oscillò fra il II ed il IV. La replica di V grado, avvenuta alle $11^h 07^m$ del 25 novembre, aggravò le lesioni prodotte dalla scossa principale nell'abitato di *Grisì* e fu sentita di IV grado nel Comune si *Camporeale*.

È da rilevare che alcune di dette repliche ($19^h 52^m$ del 30 novembre; $17^h 30^m$ del 6 dicembre; $01^h 05^m$ del 7 dicembre; $17^h 20^m$ dell'11 gennaio) furono avvertite nel solo comune di *Camporeale*, ciò che fa pensare ad un lieve spostamento dell'epicentro verso sud.

Più che per la sua entità, questo periodo sismico è notevole perchè non risulta che la zona di Grisì sia stata anteriormente sede di altre manifestazioni sismiche corocentriche.

Riguardo alla causa delle scosse, può pensarsi che esse siano state provocate da piccoli movimenti di assestamento lungo qualche faglia forse esistente in prosecuzione di quella visibile sui due versanti della dorsale Monte Jato-La Cometa. In ogni modo l'intensità molto forte nella zona epicentrale circondante l'abitato di Grisì e la modesta propa-

gazione delle scosse, anche di quella principale, inducono a ritenere che la profondità dell'epicentro sia stata molto piccola; e probabilmente trattasi di un ipocentro rivelatosi per la prima volta o almeno risvegliatosi dopo un lungo periodo di inattività.

28. 21 dicembre **Campli** (Teramo) - **Ascoli Piceno** Grado V

Alle $2^h 30^m$ circa del 21 dicembre 1954, la popolazione della cittadina di *Campli*, in provincia di Teramo, fu improvvisamente destata da un intenso boato seguito quasi immediatamente da una forte scossa di terremoto (V grado) durata circa 5^s e di carattere prevalentemente

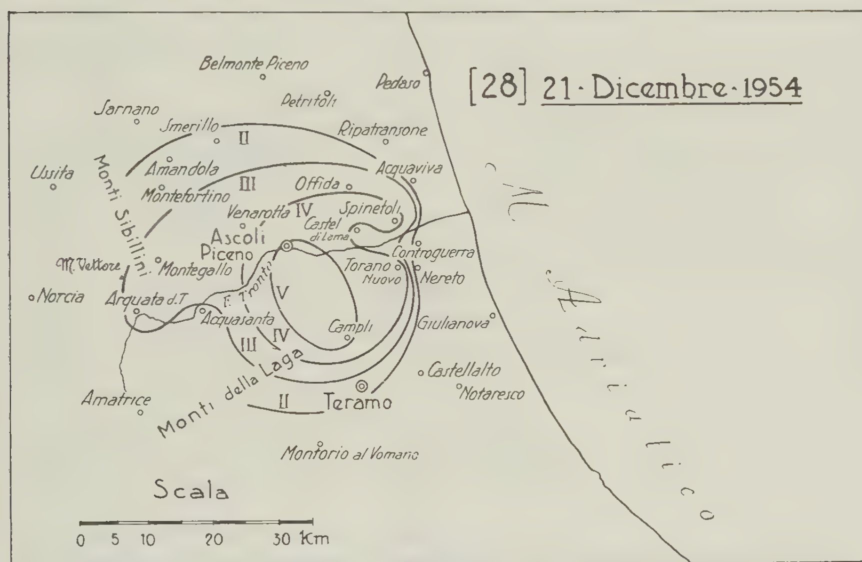


Fig. 17

sussultorio. Con quasi uguale intensità, ma prima ondulatorio e poi sussultorio, il movimento tellurico fu avvertito in quella parte della Valle del Tronto che circonda *Ascoli Piceno*. Tra questa città e Campli molto probabilmente fu l'epicentro del sisma.

L'isosista racchiudente l'area scossa con sensibile intensità (IV grado) presenta verso E un andamento alquanto irregolare: comprende infatti i comuni di *Spinetoli* e *Torano Nuovo* lasciando fuori il comune di *Castel di Lama*, più vicino dei primi due alla zona epicentrale (vedi fig. 17).

Per quanto non si abbiano notizie per poter stabilire l'andamento della isosista di II grado ad W e SW della zona epicentrale possiamo dire che la propagazione del sisma non fu molto ampia. Verso E il movimento decrebbe molto rapidamente sì da passare inosservato ad *Acquaviva*, *Controguerra* e *Nereto*; più estesamente si propagò verso W così da essere ancora avvertito con leggera intensità nel Comune di *Arquata del Tronto*.

29. 27 dicembre **Salina** (Isole Eolie) Grado VII

Un periodo sismico di frequenza assai elevata e culminato in una scossa di fortissima intensità si svolse durante il mese di dicembre 1954 nelle Isole Eolie, colpendo gravemente *Salina*, la seconda, per estensione e popolazione, fra le isole dell'Arcipelago.

Fra le numerose perturbazioni telluriche abbattutesi su Salina durante il secolo attuale, questa, del 1954, è senza dubbio la più violenta, ove si accettui il sisma quasi disastroso del 17 agosto 1926 che nei centri abitati dell'Isola, specialmente a *Malfa* e *Pollara*, provocò crolli e lesioni assai gravi in moltissime abitazioni.

Il periodo sismico del 1954 cominciò a manifestarsi l'11 dicembre, alle $13^h 47^m$ circa, con una scossa che fu anche registrata negli Osservatorî di Messina e di Reggio Calabria. Altre tre sensibili scosse, pure registrate nei predetti Osservatori, si ebbero il 14 dicembre, dopo le quali parve ritornata la calma. Ma alle $16^h 41^m$ circa del giorno 23, a Salina, il suolo cominciò nuovamente a tremare e, a partire da tale ora, i movimenti tellurici si susseguirono con grande frequenza fino alle $07^h 30^m$ del giorno successivo, addensandosi soprattutto intorno alla mezzanotte fra il 23 e il 24. Dopo una nuova pausa di relativa tranquillità, alle prime luci dell'alba del 27 dicembre, la popolazione dell'Isola veniva svegliata di soprassalto da una sensibile scossa accompagnata da intensi boati. Alle $08^h 59^m$ circa si verificò la scossa principale che investì con grande violenza soprattutto quella parte dell'Isola che è dominata dall'antico vulcano chiamato *Monte dei Porri* (fig. 18 b). Il centro più colpito, fra i cinque in cui è divisa la popolazione di Salina, fu *Pollara*, piccolo villaggio, frazione del comune di Malfa, che sorge sul fianco NW del Monte dei Porri: alcune vecchie case crollarono in parte e numerose altre restarono gravemente danneggiate. Fortunatamente non vi furono vittime, ma la popolazione, presa da vivissimo panico, abbandonò le abitazioni accampandosi sulla riva del mare.

Anche a *Malfa*, il centro più popolato dell'Isola, situato al centro della costa nord, e nel comune di *Leni*, a sud del Monte dei Porri, la scossa fu assai violenta e causò lesioni gravi in molte abitazioni.

L'intensità del sisma, a Pollara e nelle immediate vicinanze, può essere valutata di VII grado Mercalli, anche se gli effetti dinamici sulle abitazioni possono indurre a giudicarla ancora più alta. È da tener presente che le case di Pollara, come pure quelle degli altri centri di Salina, sono in generale poco solide sia perchè di costruzione assai difettosa sia perchè oramai molto vecchie ed indebolite da precedenti fenomeni sismici.

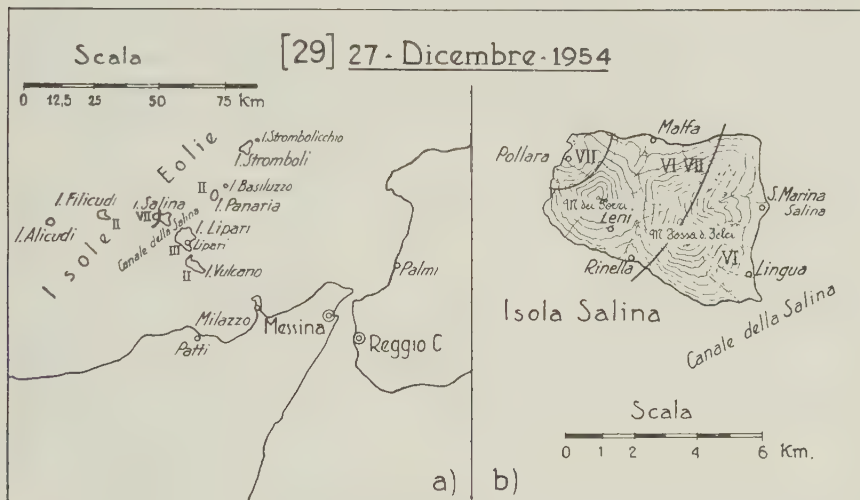


Fig. 18

D'intensità inferiore la scossa risultò sulla costa orientale dell'Isola, ove sorgono *S. Marina Salina* e il paesetto di *Lingua*. Ma anche in queste località si verificarono lesioni più o meno gravi in molti edifici.

Abbiamo assai scarse notizie sull'entità della scossa nelle altre isole dell'Arcipelago. Possiamo solo dire che nella vicina *Lipari* il movimento tellurico fu generalmente avvertito, ma non destò alcuna apprensione; ancora più leggermente fu avvertito nelle isole di *Panarea*, *Filicudi* e *Vulcano* (fig. 18 a). Sotto forma microsismica, la scossa potè essere registrata, oltre che negli Osservatori di Messina e di Reggio Calabria, anche in quelli di Taranto e di Roma.

All'epicentro della scossa, situato nelle immediate vicinanze di Pollara, possono essere assegnati, come coordinate geografiche, i valori

$38^\circ 35'$ N e $14^\circ 48'$ E. Come ora origine, può essere assunto il valore $08^h 58^m 55^s$.

Durante la stessa giornata del 27 dicembre, a brevissimi intervalli di tempo l'una dall'altra, seguirono numerosissime repliche di varia entità. Alcune di esse (quelle delle $09^h 20^m$, $11^h 07^m$, $11^h 15^m$ e $15^h 28^m$) furono registrate negli Osservatorî di Messina e di Reggio Calabria; più delle altre intensa fu quella delle $11^h 15^m$ che venne registrata anche a Taranto e a Roma.

Nei giorni successivi le repliche andarono diminuendo d'intensità sempre più distanziandosi nel tempo e cessarono del tutto il 31 dicembre 1957.

Nell'aprile dell'anno successivo, due altre scosse di modesta intensità, la prima avvertita alle $00^h 40^m$ del giorno 12 e la seconda pochi minuti dopo, misero nuovamente in allarme gli abitanti di Salina. Ma fortunatamente esse rimasero isolate e non causarono alcun danno alle persone e alle cose.

Anno 1955

29₁. 2 febbraio **Pedara** (Catania) Grado V

Un periodo sismico, le cui manifestazioni interessarono una zona assai ristretta del versante meridionale dell'Etna, ebbe luogo durante il gennaio e, principalmente, durante il febbraio del 1955.

Esso s'iniziò, sembra, con alcune lievissime scosse avvertite a *Pedara* il 6 gennaio, alle quali seguirono, nei giorni 18 e 19 dello stesso mese, altre scosse, pure lievissime e di carattere strettamente locale, avvertite, alcune, poco a nord del centro di Pedara, altre a *Fleri* (frazione di Zafferana Etnea) ed altre ancora a *Zafferana Etnea*. Dopo di esse, dal 20 al 31 gennaio, non furono avvertiti altri movimenti tellurici nelle predette località.

Le scosse ricominciarono il 1º febbraio, più frequenti e d'intensità più elevata, e continuarono fino al giorno 18 dello stesso mese interessando soprattutto il territorio del comune di *Pedara* ed anche, ma alquanto meno, il contiguo comune di *Trecastagni*. Quasi tutte furono d'intensità leggera o mediocre; solo quattro (quelle avvenute rispettivamente alle $5^h 25^m$ del 1º febbraio e alle $5^h 45^m$, 6^h, $6^h 30^m$ del 2 febbraio) furono valutate di V grado. Forse un poco più intensa (però inferiore al VI grado) fu quella delle 6^h del 2 febbraio, la quale, con vivo allarme della popolazione, fu sentita fortemente a *Pedara* e causò anche dei danni ad una casa del paese.

Tale periodo sismico, interessante per lo studio della sismicità del versante meridionale dell'Etna, è stato ampiamente esaminato in una nota di S. Cocuzza Silvestri pubblicata nel volume IX degli Annali di Geofisica ([4]). Da essa abbiamo tratto le notizie che precedono e ad essa si rimanda per maggiori particolari sull'argomento.

30. 9 febbraio **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado VII-VIII

31. 4 marzo idem Grado VI

La regione d'Italia più colpita da sismi durante il quinquennio 1953-1957 fu certamente la regione garganica.

Questo gigantesco massiccio calcareo, ricco di doline, di caverne e di grotte che ne rivelano la natura carsica, è purtroppo ricco altresì di centri sismici attivi, situati in parte anche sotto il fondo del mare che ne

lambisce le alte e ripide coste. Da essi, in ogni tempo e con rilevante frequenza, sono stati irraggiati movimenti tellurici spesso fortissimi, talora anche rovinosi.

Abbiamo già parlato del sisma avvertito con forte intensità nella zona compresa fra *S. Giovanni Rotondo* e *Manfredonia* il 19 luglio 1953 (n. 4). Per avere un quadro più completo dell'attività sismica svoltasi nella regione garganica durante il periodo di tempo che abbiamo preso in esame, sarà bene ricordare anche due manifestazioni telluriche avutesi nel 1954 e i cui epicentri furono probabilmente nel mare prospiciente la costa orientale del Gargano.

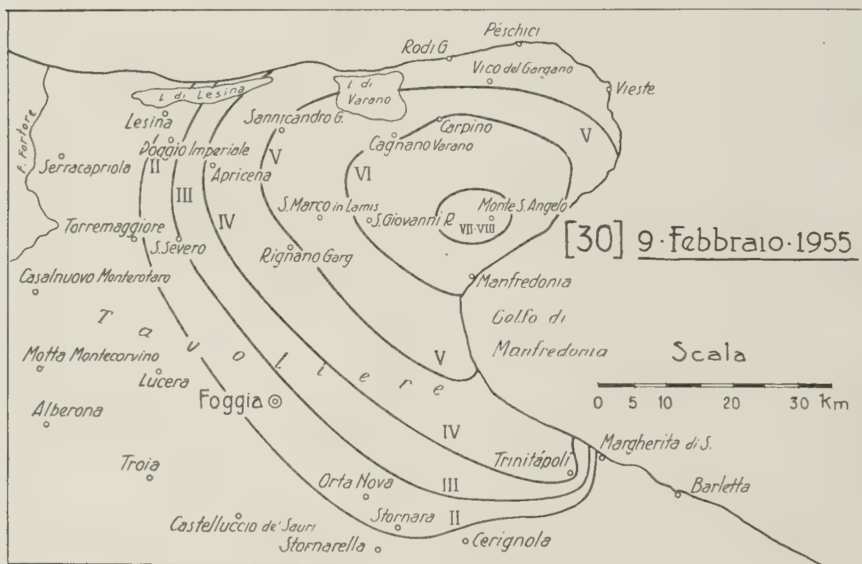


Fig. 19

La prima avvenne alle 01h 13m circa del 13 aprile e fu avvertita a *Vieste* con intensità di IV grado. Non ci risulta però ch'essa sia stata percepita sensibilmente anche in altre località del Promontorio. La seconda, avvenuta alle 03h 25m circa del 26 ottobre, fu un po' più intensa e di una propagazione molto più vasta della prima. Venne infatti sentita di IV-V grado a *Vieste*, risultò sensibile in tutto il Gargano e giunse con un'intensità di III-IV fino a *S. Severo*, *Lucera* e *Stornara*.

Ben più intensa che negli anni 1953 e 1954 fu, nel Gargano, l'attività sismica durante il 1955.

Il 9 febbraio, alle 11h 07m circa, preceduta da un fortissimo boato, una scossa d'intensità quasi rovinosa (VII-VIII grado) si abbattè sulla

zona meridionale del Promontorio colpendo specialmente la cittadina di *Monte S. Angelo*, la cui popolazione si riversò nelle piazze e nelle strade in preda al terrore.

Assai gravi furono, nella cittadina, i danni prodotti dalla scossa: moltissime abitazioni rimasero seriamente lesionate ed alcune furono dichiarate inabitabili; nelle campagne circostanti, in diversi caseggiati rurali di vecchia e difettosa costruzione si verificarono crolli, fortunatamente senza vittime umane. Danni di una certa gravità subirono le chiese di Monte S. Angelo dedicate a S. Francesco e a S. Benedetto.

A *Monte S. Angelo* e nelle sue vicinanze, la scossa fu avvertita prevalentemente come sussultoria ed ebbe la durata di una decina di secondi. Fra i fenomeni concomitanti fu segnalato, oltre al pauroso boato, un sensibile sollevamento dell'acqua nei pozzi delle campagne.

La zona isosismica ove il movimento tellurico fu sentito con intensità molto forte (VI grado) abbraccia una vasta parte della Montagna garganica ed include i comuni di *S. Giovanni Rotondo*, *Manfredonia* e *Carpino*. Le isosiste rappresentate in fig. 19 mostrano la propagazione macrosismica della scossa, la quale fu avvertita con intensità di V grado a *Sannicandro Garganico*, *S. Marco in Lamis*, *Cagnano Varano* e, con intensità di IV grado, nei comuni di *Vieste*, *Peschici*, *Rodi*, *Vico del Gargano*, *Apricena*, *Rignano Garganico* e *Trinitapoli*, tutti della provincia di Foggia.

Si ebbero registrazioni in tutti gli Osservatorî italiani. Da esse, nell'I.N.G., furono dedotti, per le coordinate epicentrali, i valori 41° 42′ N e 15° 53′ E, i quali individuano un punto situato ad ovest di Monte S. Angelo e distante dalla cittadina circa 6 chilometri. L'ora della scossa all'epicentro fu $11^h 06^m 57^s$.

Per tutto il mese di febbraio, quasi ogni giorno, seguirono scosse di leggera intensità. Una, un po' più intensa delle altre (IV-V grado), fu avvertita il 24 febbraio alle $12^h 20^m$ circa.

Il 4 marzo, una nuova scossa molto forte (VI grado), generata dallo stesso ipocentro ed anch'essa preceduta da fortissimo rombo, aggravò sensibilmente a *Monte S. Angelo* i danni provocati dalla scossa del 9 febbraio. Fu registrata negli Osservatorî di Taranto, Roma, Messina e la sua ora origine può ritenersi $18^h 36^m 30^s$.

Altre repliche si ebbero durante il mese di marzo. Esse si mantennero di lieve intensità fino al 18 di marzo, giorno in cui tutto il Gargano fu scosso nuovamente da un fortissimo movimento tellurico. Di questo parleremo al n. 33.

32. 12 marzo **Medesano** (Parma) Grado V

Il 12 marzo 1955, alle $7^h 57^m$, fu avvertita a *Medesano* e a *Noceto*, in provincia di Parma, una scossa piuttosto forte di terremoto, della durata di 7 secondi e di carattere sussultorio.

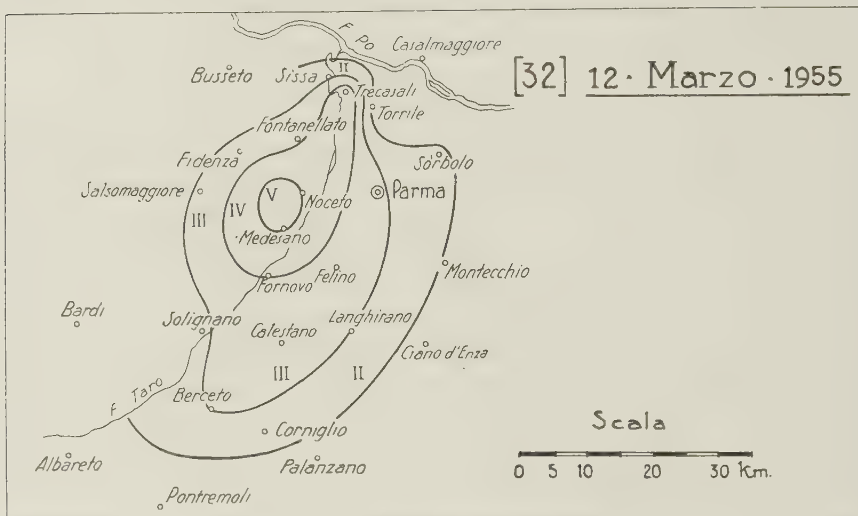


Fig. 20

Il movimento tellurico, registrato in alcuni Osservatorî italiani, fu avvertito con mediocre intensità in un'area non molto ampia estendentesi, lungo la valle del Taro, all'incirca da *Fornovo* fino a *Trecasali* (v. fig. 20). La zona isosismica di leggera intensità è delimitata da una linea che include la città di *Parma* e diversi comuni della sua Provincia, fra i quali *Sissa*, *Fidenza*, *Felino*, *Berceto* e *Fontanellato.* L'epicentro della scossa, cui possono assegnarsi le coordinate 44° 48′ N e 10° 06′ E, cade a NW di Medesano.

Una sensibile replica si ebbe alle $19^h 45^m$ circa del 22 marzo.

33. 18 marzo **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado VI-VII

Un'altra scossa, come si è precedentemente accennato, la più intensa dopo quella del 9 febbraio, si verificò nella regione garganica il 18 marzo 1955 causando altri danni alle costruzioni e nuovo sgomento nelle popo-

lazioni dei centri già duramente colpiti. Essa avvenne alle $07^h 49^m 44^s$ e fu registrata in tutti gli Osservatorî italiani.

L'epicentro fu ancora fra *Monte S. Angelo* e *San Giovanni Rotondo*, nelle immediate vicinanze della Valle Carbonara.

In base alle notizie a nostra disposizione, anche se, in verità, piuttosto scarse, ci sembra di poter affermare che questa replica, pur essendo

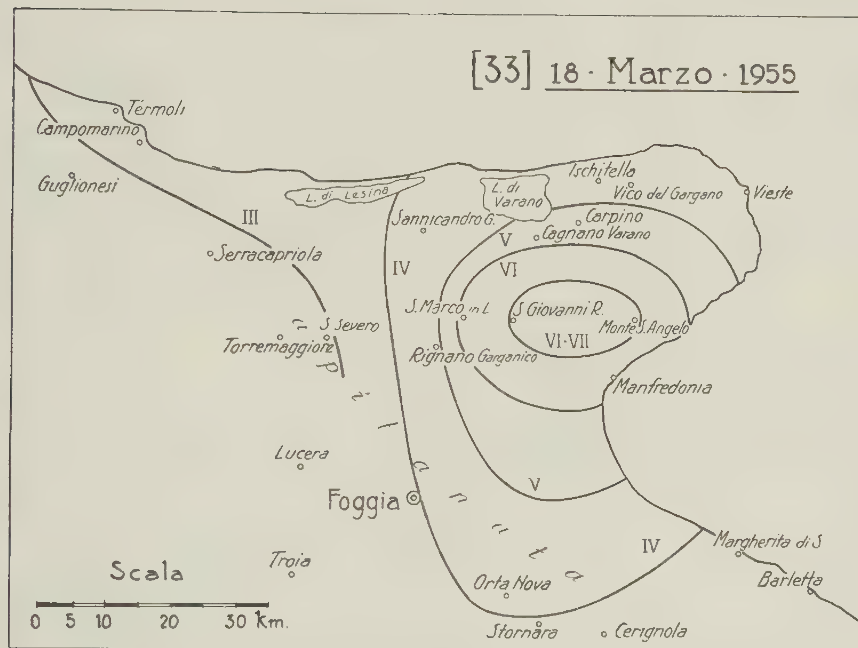


Fig. 21

stata d'intensità inferiore a quella del terremoto del 9 febbraio, ebbe, forse a causa di una più accentuata profondità ipocentrale, una propagazione alquanto più vasta. Essa infatti, con leggera intensità, fu avvertita, fin oltre *Termoli*, in tutta la fascia costiera molisana e, nel Tavoliere di Puglia, si estese con sensibile intensità fin poco oltre *Orta Nova* (vedi fig. 21). Anche la zona di maggior scuotimento fu alquanto più ampia poichè in essa si trovò inclusa, oltre a *Monte S. Angelo*, anche la cittadina di *San Giovanni Rotondo*. In questi due centri, ove l'intensità raggiunse il VI-VII grado, molti edifici già provati dai precedenti movimenti tellurici, riportarono nuovi e sensibili danni. Vi fu anche qualche crollo di case coloniche, già fortemente lesionate e, per precauzione, già in precedenza sloggiate dagli abitanti.

Nel comune di *S. Marco in Lamis*, la scossa, sentita molto fortemente (VI grado) e con grande spavento dalla popolazione, causò nuove fenditure in molte case ed anche in qualche edificio pubblico. Il movimento tellurico, che nella zona megasismica ed in quella racchiusa dalla isosista di VI grado fu accompagnato da forte rombo, risultò sussultorio a Monte S. Angelo, S. Giovanni Rotondo e S. Marco in Lamis; ondulatorio nelle altre località.

34. 11 aprile **La Spezia - Sarzana** (La Spezia) Grado V-VI

Il giorno 11 aprile 1955, alle $16^h 24^m$ circa, si verificò in provincia di *La Spezia* una scossa tellurica abbastanza forte che raggiunse la sua



Fig. 22

maggiore intensità (V-VI grado) in una zona comprendente il capoluogo e i Comuni di *Sarzana* e di *Vezzano Ligure*. In questa zona, ove con molta probabilità si può ubicare l'epicentro, contemporaneamente alla scossa, avvertita come sussultoria e con una durata di circa 5^s, fu udito un forte boato sotterraneo. Nessun danno ma solo un forte spavento, specialmente in coloro che, trovandosi nei cinematografi o in locali chiusi in genere, avvertirono particolarmente la scossa.

Il movimento tellurico risultò forte (V grado) nel comune di *Bolano* e sensibile (IV grado) a *Vernazza*, *Licciana Nardi*, *Aulla*, *Lerici*. La zona ove fu avvertito con intensità leggera è racchiusa da una isosista avente ai limiti i centri di *Bonassola*, *Beverino*, *Follo*, *Bagnone*, *Casola in Lunigiana*, *Massa e Marina di Massa* (v. fig. 22).

35. 5 maggio **S. Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado V

Dopo le notevoli scosse telluriche avvenute nel Gargano durante il febbraio ed il marzo del 1955, altre repliche si ebbero in quella regione durante il successivo mese di aprile. Non abbiamo però sicure notizie circa la loro intensità e le ore in cui si verificarono. Solo possiamo dire ch'esse furono tutte leggiere o mediocri e solo una, avvertita alle 10^h circa del 21 aprile raggiunse il IV-V grado Mercalli.

Un'altra replica, registrata negli Osservatorî di Taranto e di Roma, si ebbe nel mese di maggio, alle $06^h 49^m$ del giorno 5. Essa fu avvertita come sussultoria a *S. Giovanni Rotondo* e a *Monte S. Angelo* e valutata, in queste località, di V grado Mercalli. Per quanto riguarda la propagazione, ci risulta solo che la scossa fu avvertita di III grado a *Manfredonia* e di II a *Rignano Garganico.*

36. 12 maggio **Stroppo - Brossasco** (Cuneo) Grado VII

Alle $15^h 16^m$ del 12 maggio 1955, una fortissima scossa di terremoto colpì la provincia di Cuneo in una zona compresa fra la Val di Maira e la Val Varaita.

Nel comune di *Stroppo*, in Valle Maira, la scossa, avvertita da tutti con grande spavento e fuga all'aperto, fu valutata di grado VII e causò crolli di fumaioli, caduta di ardesie dai tetti e lesioni leggiere, ma numerose, in diversi edifici anche di buona costruzione; di VI-VII grado risultò a *Macra*, pure in Valle Maira, e a *Brossasco* in Val Varaita; di VI, nei comuni di *Pontechianale*, *Casteldelfino*, *Prazzo* e *Roccabruna*, della provincia di Cuneo. In tutti i comuni predetti la scossa fu ondulatoria ed ebbe una durata di circa 4 secondi.

Con intensità ove forte ove mediocre, il movimento tellurico fu sentito in molti comuni delle provincie di Cuneo e di Torino situati nella varie valli che solcano l'arco delle Alpi Piemontesi: di V grado nei comuni di *Cervasca*, *Argentera*, *Marmora*, *Bellino*, della provincia di Cuneo, e di *Cavour*, *Pinerolo*, *San Germano Chisone* e *Torre Pellice*, della provincia di Torino; di IV grado nei comuni di *Borgo S. Dalmazzo*, *Roccavione*, *Morozzo*, *Mondovì*, *Caraglio*, *Busca*, *Monterosso Grana*, *Saluzzo*, *Sanfront*, tutti della provincia di Cuneo, e di *Angrogna*, *Campiglione Fenile*, *San Secondo di Pinerolo*, *Perosa Argentina* e *Piscina*, della provincia di Torino.



Fig. 23

La propagazione fu alquanto estesa ed irregolare. Non avendo notizie da oltre confine, ci limitiamo a dare, con la figura 23, un'idea della distribuzione delle intensità nel solo territorio italiano.

Le coordinate epicentrali assegnate dal Bureau Central International Séismologique ($\varphi = 44^{o}\,30'$ N e $\lambda = 07^{o}\,18'$ E), in buon accordo con i

rilevamenti macrosismici, individuano un punto situato in Val di Maira, ad est di Stroppo e a sud-ovest di Brossasco.

Come ora della scossa all'epicentro, dalle registrazioni ottenute in molti Osservatorî italiani, si ottenne $15^h 15^m 59^s$.

Pochi giorni prima di questo terremoto, e precisamente intorno alle $09^h 30^m$ del 9 maggio, erano state avvertite nel Pinerolese tre leggere scosse di carattere ondulatorio e della durata di pochi secondi. Non si ebbe notizia di alcuna replica durante il mese di maggio.

37. 20 giugno **Prazzo** (Cuneo) Grado VII

Un notevole terremoto, registrato in molti Osservatorî italiani e stranieri e per il quale il B.C.I.S. assegna le stesse coordinate epicentrali date per il terremoto, precedentemente esaminato, del 12 maggio 1955, si verificò il mese successivo, alle $05^h 48^m$ del giorno 20.

Il movimento tellurico, questa volta, raggiunse però la sua maggiore intensità, valutata di VII grado, nel comune di *Prazzo* (Cuneo), mentre a *Stroppo* fu solo di V-VI grado. Molto forte (VI grado) riuscì nei comuni di *Marmora*, *Casteldelfino* e *Brossasco*. A *Prazzo* la scossa ebbe carattere sussultorio e fu accompagnata da un forte boato; pure come sussultoria fu avvertita a Marmora e a Brossasco; a Casteldelfino fu invece prevalentemente ondulatoria.

Nell'area isosismica forte risultano compresi i comuni di *Pontechianale*, *Busca* (Cuneo) e numerosi comuni della provincia di Torino, fra i quali *Cavour*, *Pinerolo*, *Piscina*, *S. Germano Chisone*, *Torre Pellice* e *Villafranca Piemonte*.

Il moto sismico fu avvertito sensibilmente nei comuni di *Angrogna*, *Bibiana*, *Buriasco*, *Campiglione Fenile*, *Cumiana*, *Garzigliana*, *Osasco*, *Perosa Argentina* e *S. Secondo di Pinerolo*, tutti della provincia di Torino; di *Saluzzo*, *Caraglio*, *Borgo S. Dalmazzo*, *Roccavione*, *Limone Piemonte*, *Roccabruna* e *Bellino*, della provincia di Cuneo. Nelle città di *Torino* e di *Cuneo* la scossa fu solo leggermente avvertita.

Anche in questo terremoto, come in quello del 12 maggio, la propagazione macrosismica risultò assai estesa ed irregolare (v. fig. 24).

L'ora della scossa all'epicentro fu $05^h 47^m 30^s$.

Non si ebbero repliche per tutto il mese di luglio. Il 1º agosto, alle $9^h 49^m$ circa, una nuova scossa, di mediocre intensità, fu avvertita nel comune di *Stroppo*.

1955

Fig. 24

38. 4 luglio **Lagonegro** (Potenza) Grado VI

Una scossa molto forte di terremoto ebbe luogo alle $00^h 55^m$ circa del 4 luglio 1955 nella zona lucana ad ovest della montagna del Sirino. La località più colpita fu la cittadina di *Lagonegro*, ove la scossa, av-

vertita da tutti con grande spavento, raggiunse il VI grado causando caduta di oggetti nelle case, screpolature negli intonaci e qualche leggera lesione negli edifici meno solidi. Tale scossa, il cui epicentro può ritenersi ubicato nei pressi del Monte Sirino, costituisce probabilmente una nuova manifestazione di un centro sismico già ben noto per fortissimi terremoti da esso originati nel passato (2 gennaio 1931 e 20 novembre 1936).

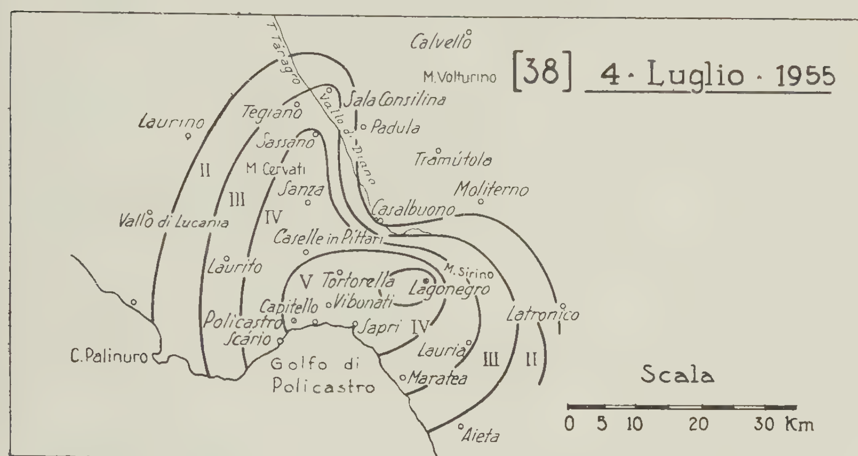


Fig. 25

Il moto tellurico si propagò con forte intensità (V grado) soprattutto verso ovest, in provincia di Salerno: a *Tortorella*, *Vibonati*, *Capitello*, *Policastro* e *Sapri* fu avvertito dalla quasi totalità degli abitanti e produsse tremolio di grandi oggetti e caduta di calcinacci in alcune case. In tutte le località sopra citate fu accompagnato da rombi e risultò prevalentemente sussultorio. Decrebbe rapidamente d'intensità verso nord, tanto che a *Casalbuono* e a *Moliterno* passò del tutto inosservato (v. fig. 25).

La zona di mediocre intensità (IV grado) è limitata da una isosista che, partendo dalla costa tirrenica ad ovest di *Scario*, sale verso nord fin nel Vallo di Diano, include il comune di *Sassano* e, con una accentuata insenatura, torna al mare a sud di *Maratea* racchiudendo nel suo interno il comune di *Lauria*. Un andamento simile presenta la isosista di leggera intensità, comprendente, fra altri, i comuni di *Sala Consilina* e *Laurito* (Salerno).

Sotto forma microsismica, la scossa fu rilevata negli Osservatorî di Reggio C. e di Messina, i cui apparecchi registrarono i primi impulsi

rispettivamente alle $00^h 55^m 33^s,3$ e $00^h 55^m 33^s,8$. Tracce di registrazione si ebbero anche negli Osservatorî di Roma e di Firenze.

Lievi repliche, ad ore però imprecisate, furono avvertite a *Lagonegro* durante la giornata del 5 luglio 1955.

39. 12 luglio **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado VI

Il periodo sismico del Gargano che sembrava essersi chiuso con la scossa del 5 maggio 1955 (35), si manifestò nuovamente con una scossa molto forte alle $05^h 02^m$ circa del 12 luglio successivo.

Il centro più colpito fu ancora *Monte S. Angelo* ove la scossa, valutata di VI grado, fu sentita da tutti con spavento generale. Si ebbero distacchi di intonaci e aggravamento notevole delle lesioni prodotte dai precedenti terremoti.

Il movimento tellurico, che fu registrato nell'Osservatorio di Taranto, ebbe però questa volta un carattere strettamente locale, poichè, fra i i centri circostanti, solo *Manfredonia* lo avvertì, e con intensità leggerissima.

Una replica più lieve si ebbe circa un'ora dopo. Durante il mese di luglio 1955 non furono avvertiti altri movimenti tellurici. Ricominciarono nell'agosto successivo con una scossa avvenuta il giorno 4 alle $21^h 15^m$ ed avvertita di IV-V grado a *Monte S. Angelo*. Dopo di essa, durante il mese di agosto e sempre a *Monte S. Angelo*, si ebbero una scossa di IV grado alle $07^h 07^m$ del giorno 7, una di IV-V grado alle $02^h 47^m$ del 19 ed una di III grado alle $02^h 30^m$ del 22. Due scosse, l'una di IV e l'altra di III grado, si verificarono rispettivamente l'8 settembre alle $06^h 19^m$ e l'11 ottobre alle $12^h 30^m$. Il periodo sismico si chiuse il 2 novembre 1955 con tre scosse d'intensità leggera, avvenute, rispettivamente, alle $05^h 50^m$, alle $09^h 25^m$ e alle $21^h 15^m$.

40. 22 luglio **San Demetrio Corone** (Cosenza) Grado V

Con una scossa avvertita di IV grado a *San Cosmo Albanese* (Cosenza), ebbe inizio, alle $13^h 45^m$ del 22 luglio 1955, un notevole periodo sismico che, per diversi giorni, tenne in vivissima ansia le popolazioni di numerosi paesi situati nella zona calabra compresa tra la Presila, il fiume Crati e la costa jonica. Altri movimenti tellurici di leggera intensità seguirono durante il pomeriggio del 22 luglio finchè, alle $22^h 00^m$, preceduta da un

rombo sotterraneo, si verificò una forte scossa che raggiunse a *San Demetrio Corone* (Cosenza) il V grado Mercalli e fu avvertita di IV grado a *San Lorenzo del Vallo* e a *Vaccarizzo Albanese* (Cosenza).

Seguì una sensibile replica alle 24^h e poi numerose altre durante la giornata del 23 luglio; di esse si dirà fra poco, al n. 42.

41. 23 luglio **Maniago** (Udine) Grado VI

Una numerosa serie di movimenti tellurici, culminata in una scossa d'intensità molto forte, ebbe luogo nelle Prealpi Carniche dal 21 al 31 luglio del 1955.

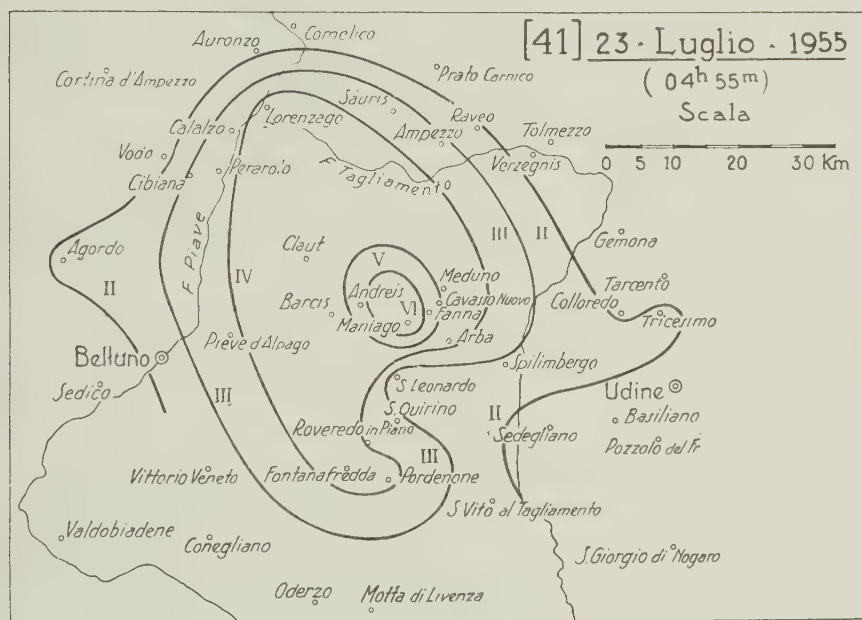


Fig. 26

Il periodo sismico s'iniziò alle $22^h 32^m$ del giorno 21 con una scossa avvertita di IV grado a *Maniago*, alla quale ne seguì un'altra, leggera, pochi minuti più tardi. Il giorno successivo, alle $9^h 50^m$, si ebbe una scossa di IV-V grado e il giorno 23, alle $04^h 55^m$, si verificò la scossa principale, che nel comune di *Maniago*, ove l'intensità fu valutata di VI grado, generò vivissimo spavento e causò leggere lesioni in numerose case di

difettosa costruzione. In detta località questa scossa fu accompagnata da un forte rombo sotterraneo, ebbe carattere ondulatorio ed una durata brevissima (2-3 sec.).

Dalla cartina delle isosiste (fig. 26) si rileva che il movimento si mantenne intenso soprattutto in direzione di *Lorenzago*, cioè verso NNW, e di *Pordenone*, cioè verso sud. Lungo quest'ultima direzione si ebbe però l'anomalia che il movimento passò quasi inosservato a *S. Leonardo*, distante meno di una decina di chilometri da Maniago, mentre fu leggermente avvertito nei comuni di *San Quirino* e *Roveredo in Piano* e sensibilmente in quelli di *Fontanafredda* e *Pordenone*.

In base alle notizie macrosismiche pervenuteci e ai dati ottenuti dalle registrazioni di Salò e di Bologna, pensiamo che l'epicentro possa ritenersi ubicato nei pressi del punto di coordinate 46° 12′ N e 12° 43′ E. Esso si trova a nord di Maniago in un'area già ben nota per violenti sismi verificatisi nel passato. L'ora più probabile del sisma, desunta dalle registrazioni sismografiche, può ritenersi $04^h 54^m 31^s$.

Dopo la scossa predetta, numerose repliche si ebbero durante la stessa giornata del 23 luglio. Esse furono leggiere, eccetto due, avvenute rispettivamente alle $10^h 25^m$ e $20^h 29^m$, che raggiunsero un'intensità di poco inferiore al V grado. Vi furono alcuni giorni di pausa, poi una scossa sensibile alle $19^h 35^m$ del 30 luglio, quindi due altre leggiere alle $01^h 25^m$ e $04^h 30^m$ circa del 31 luglio.

42. 23 luglio **San Cosmo Albanese** (Cosenza) Grado VI

Dopo la scossa delle 24^h del giorno 22 luglio, di cui si è detto al n. 40, la serie dei moti tellurici nella zona presilana continuò durante tutta la giornata del 23: alle $03^h 40^m$ si ebbe una scossa di IV grado; ad essa ne seguirono quattro, tutte leggiere, alle $11^h 50^m$, $13^h 10^m$, $14^h 00^m$ e $21^h 50^m$ rispettivamente. Alle $22^h 02^m$, infine, sopraggiunse la scossa principale del periodo sismico, che provocò grande panico nei centri più colpiti inducendo le popolazioni ad abbandonare le abitazioni e a rifugiarsi nelle vicine campagne sotto attendamenti improvvisati alla meglio. Questa scossa, registrata negli Osservatorî di Messina e di Taranto, raggiunse la sua maggiore intensità (VI grado) a *San Cosmo Albanese* e a *Vaccarizzo Albanese*. In queste due località, fra le quali molto probabilmente fu l'epicentro ($\varphi = 39° 35'$ e $\lambda = 16° 25'$), il moto sismico fu preceduto da rombi intensi e causò leggiere fenditure in molte case.

1955

La scossa fu forte a *San Giorgio Albanese* e a *San Demetrio Corone*, mediocre a *Bisignano*, *Santa Sofia d'Epiro*, *Corigliano Calabro* ed *Acri*. La figura 27 ne indica le isosiste fino a quella di grado IV, non avendo avuto a nostra disposizione notizie macrosismiche sufficienti per poter tracciare anche quelle di grado inferiore.

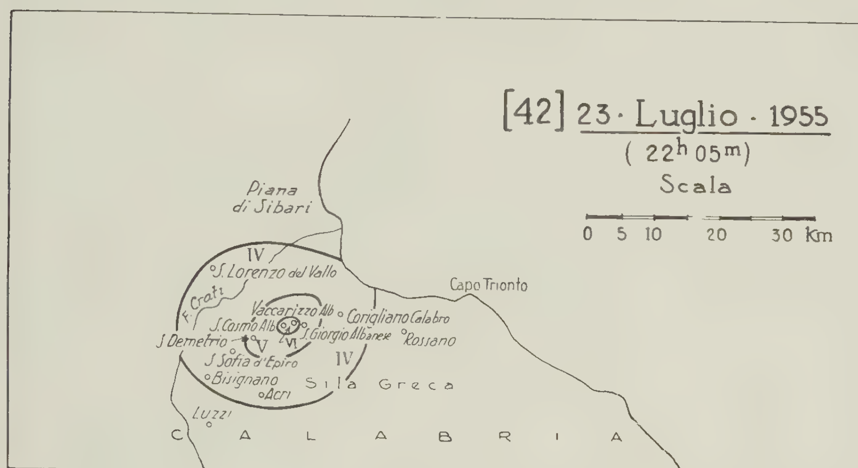


Fig. 27

Seguirono due leggiere repliche, alle $22^h 15^m$ e alle $22^h 30^m$ rispettivamente, ed una di IV-V grado alle $23^h 17^m$. Il 24 luglio furono ancora avvertite numerose scosse: esse furono tutte d'intensità leggera o leggerissima eccetto una, di IV-V grado, avvenuta alle $00^h 05^m$, la quale, in *S. Cosmo Albanese*, accentuò qualche fenditura già prodotta dalla scossa molto forte del giorno precedente.

43. 26 luglio **Colonna** (Roma) Grado V

Il 26 luglio 1955, alle $15^h 13^m$ circa, venne avvertita nel Comune di *Colonna*, situato nel versante nord dell'apparato vulcanico dei Colli Albani, un movimento tellurico che fu valutato d'intensità pari al V grado della Scala Mercalli. Poichè nelle località viciniori la scossa risultò ovunque meno intensa, riteniamo che l'epicentro possa essere ubicato in prossimità di *Colonna* e che la scossa stessa sia una nuova manifestazione di un centro sismico situato appunto nei pressi di detta località e già noto per altre scosse da esso originate nel passato.

La propagazione del moto tellurico, come in generale accade per i terremoti di natura vulcanica, anche forti, fu assai limitata: a *Frascati*, distante da Colonna poco più di sei chilometri in linea d'aria, la scossa venne infatti solo leggermente avvertita; leggerissima fu a *Grottaferrata*, *Marino* e *Rocca di Papa*; del tutto inavvertita passò a *Palestrina* e a *Labico*.

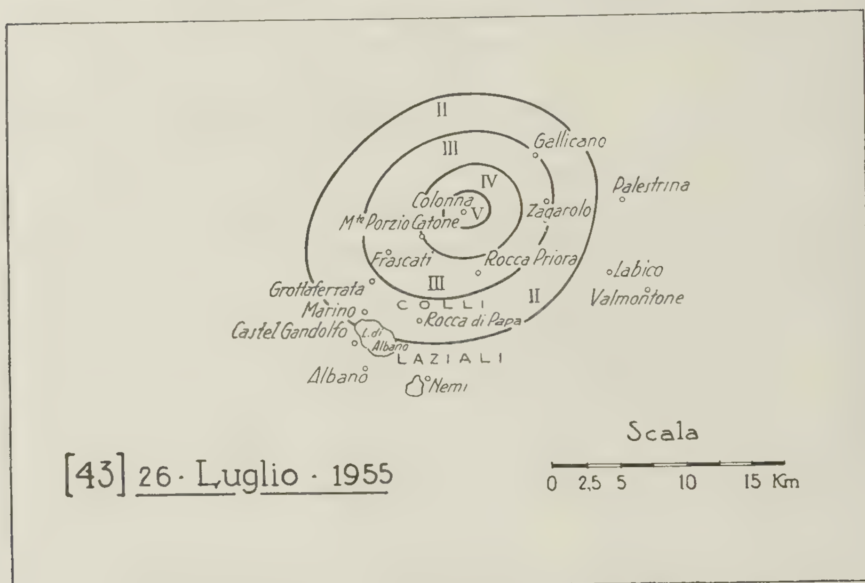


Fig. 28

La figura 28 serve a dare un'idea dell'estensione dell'area ove il movimento fu percepito macrosismicamente. In realtà le isosiste non debbono aver avuto un andamento così regolare poichè, nella regione dei Colli Laziali, la varietà delle condizioni litologiche e tettoniche genera sempre una certa irregolarità nella distribuzione delle intensità; irregolarità che però, in questo caso, non ci è stato possibile mettere in evidenza, data l'esiguità della scossa e la scarsezza delle notizie macrosismiche che abbiamo potuto raccogliere.

Il sisma fu registrato nell'Osservatorio di Roma con inizio alle $15^h 13^m 31^s$, 6.

44. 25 settembre **Prato** (Firenze) Grado V

La notte del 25 settembre 1955, alle $01^h 49^m$ circa, in molte località delle province di Firenze e di Pistoia, le popolazioni furono destate da

un sensibile movimento tellurico risultato particolarmente intenso nel Pratese.

In base alle registrazioni sismografiche ottenute negli Osservatorî di S. Domenico in Prato e Ximeniano di Firenze, sembra che l'epicentro possa essere collocato nei pressi del punto di coordinate geografiche 43° 56′ N, 11° 09′ E e cioè nel Bacino del Bisenzio, a settentrione di Prato e in vicinanza del Monte Maggiore che è la cima più elevata della lunga catena carsica dei Monti della Calvana. Probabilmente si tratta dello stesso focolare sismico rivelatosi con la fortissima scossa del 27 giugno 1899 e, dopo tale data, manifestatosi ancora una volta il 19 novembre 1940 con tre modeste scosse, l'ultima delle quali, la più intensa, raggiunse il V grado Mercalli.

Il movimento tellurico del 25 settembre 1955, di V grado nelle località più prossime all'epicentro, non provocò danni di alcuna specie, ma solo un vivo allarme nelle persone. Fu sentito di IV-V grado nella città di *Prato* e con uguale intensità in vari Comuni della Conca dell'Ombrone pistoiese, come per esempio a *Tizzana* e nella sua frazione di *Quarrata* (Pistoia). A Firenze fu avvertito da molti, specialmente nei piani superiori delle case.

L'ora esatta della scossa all'epicentro, dedotta dalle registrazioni di Prato e di Firenze, è $01^h 48^m 40^s$.

45. 29 settembre **Marzano Appio** (Caserta) Grado V

Ad est dei Monti Aurunci, separata da essi dalla valle del medio Garigliano, si eleva la Montagna di Roccamonfina, grande vulcano a recinto, oggi inattivo, dal cui ampio cratere s'innalza, fino ad oltre mille metri sul livello del mare, il cono centrale di Monte S. Croce. La zona su cui la montagna vulcanica estende le sue vaste pendici ammantate di rigogliosi castagneti e popolate di paesi e di antiche cittadine è una zona di lieve sismicità e le scosse telluriche che in essa si ebbero nel passato, anche se intense, come quella fortissima del febbraio 1728 e quella molto forte del 17 dicembre 1935, rimasero sempre limitate ad aree assai ristrette.

Carattere locale ebbe anche la scossa avvenuta alle $02^h 10^m$ circa del 29 settembre 1955, la quale raggiunse la sua maggiore intensità (V grado) nel comune di *Marzano Appio*, sul versante NE del vulcano. A *Roccamonfina*, la cittadina che dà nome al vulcano, situata nel lato E

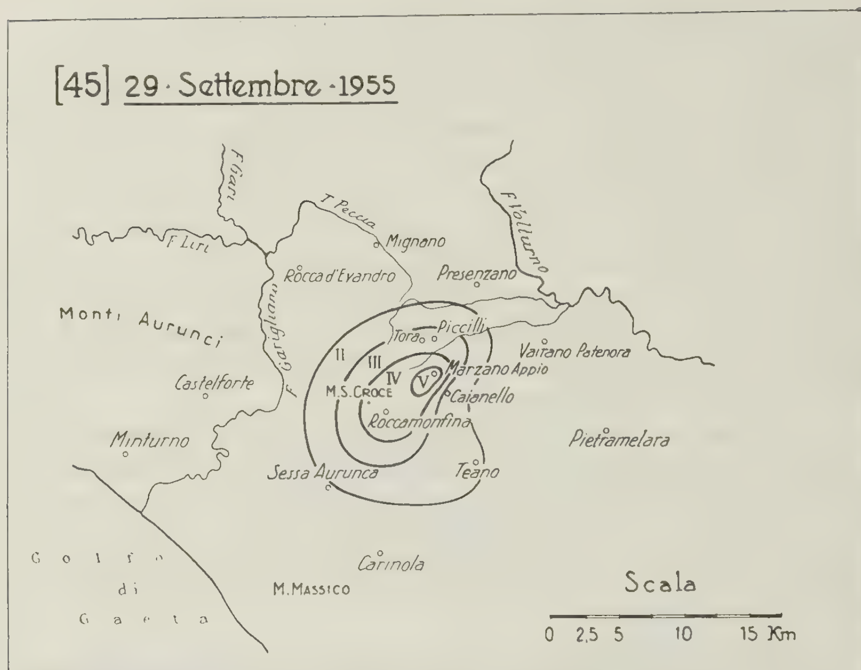


Fig. 29

del grande cratere, il movimento tellurico fu avvertito con sensibile intensità e, con intensità leggera, nel Comune di *Tora e Piccilli* (fig. 29).

Non si ebbero repliche.

46. 9 ottobre **Stroppo** (Cuneo) Grado V

Una scossa ondulatoria E, di intensità abbastanza forte (V grado) ma di brevissima durata (2 sec.), fu sentita nel comune di *Stroppo* alle $9^h 10^m$ del 9 ottobre 1955. La propagazione macrosismica dovette essere assai limitata, poichè nessuno dei Comuni vicini segnalò di aver avvertito la scossa.

Una replica di III grado si ebbe il mese successivo, alle 15^h circa del giorno 3.

47. 13 dicembre **Carrara** Grado V

Il 13 dicembre 1955, alle $18^h 04^m$ circa, una sensibile scossa tellurica fu avvertita in numerose località delle province di *La Spezia*, *Massa-*

Carrara e *Lucca*. Le coordinate epicentrali del sisma, calcolate dall'I.N.G. in base alle registrazioni ottenute negli Osservatori dell'Italia settentrionale, risultarono 44° 07′ N e 10° 09′ E. Il punto da esse individuato si trova nelle Alpi Apuane, a nord est di *Carrara* ed è distante pochi chilometri dal Pizzo d'Uccello, l'alto monte apuano dai cui pressi ebbe origine il rovinosissimo terremoto dell'aprile 1837.

La scossa del 13 dicembre 1955 si propagò su una superficie abbastanza estesa, ma purtroppo le notizie macrosismiche a noi pervenute non sono sufficienti per poter tracciare le isosiste. Nel comune di *Carrara* il movimento tellurico fu sentito fortemente (V grado); non provocò alcun danno, ma il forte boato da cui subito dopo fu seguito causò un fortissimo spavento in tutte le persone che immediatamente abbandonarono le abitazioni ed i pubblici locali per portarsi nelle piazze e nelle strade. Con sensibile intensità fu avvertito nella città di *Massa*, in diverse località della Valle del Fiume Magra, come *Tresana* e *Barbarasco*, e nella città di *La Spezia*.

Anche la provincia di Lucca fu interessata dal movimento tellurico e in modo particolarmente sensibile il Camaiorese. A *Camaiore* la scossa fu sentita di V grado e causò vivissimo allarme nella popolazione. A *Viareggio*, invece, il fenomeno risultò leggerissimo e fu avvertito da poche persone. Nella città di *Lucca* fu sentito di III-IV grado.

L'ora della scossa all'epicentro, dedotta dalle registrazioni sismografiche, risultò $18^h\,04^m\,07^s$.

Anno 1956

48. 9 gennaio **Grassano** (Matera) Grado VII

Il 9 gennaio 1956, alle 01^h44^m circa, una notevole scossa di terremoto, propagatasi macrosismicamente entro una zona molto vasta, ebbe luogo nella regione lucana, in provincia di Matera.

La maggiore intensità (grado VII) si verificò in una zona compresa fra le valli dei fiumi Bradano e Basento. L'epicentro fu nelle vicinanze di *Grassano* (Matera), all'incirca nel punto di coordinate geografiche 40° 37′ N e 16° 18′ E. Quest'epicentro compare forse per la prima volta nella cronistoria dei terremoti della regione lucana; non abbiamo potuto infatti trovare alcuna notizia di movimenti tellurici anteriori, di una certa importanza, ai quali possa essere attribuito un epicentro interno all'area megasismica predetta, la quale, nella carta sismica del Baratta, figura in una zona giudicata come asismica.

La scossa del 9 gennaio 1956 cagionò danni notevoli all'abitato di Grassano: circa 200 case, sulle 3000 di cui esso è costituito, rimasero lesionate ed alcune così gravemente da dover essere sgombrate per timore di crolli; un edificio, forse in non buone condizioni di stabilità, crollò parzialmente e due persone rimasero ferite. Fortunatamente non si ebbero vittime.

La zona isosismica molto forte (fig. 30), a forma di ovale con l'asse maggiore in direzione EW ed estendentesi da *Calciano*, nella Valle del Basento, a *Montescaglioso* nella Valle del Bradano, racchiude nel suo interno, oltre a questi due Comuni, anche quelli di *Grottole*, *Miglionico* e *Salandra*. In tutte le citate località, ove la scossa, preceduta da un forte boato sotterraneo, ebbe carattere sussultorio ed una duranta di 4-5 secondi, si verificarono fenditure più o meno sensibili in diverse case ed in qualche edificio pubblico.

Nella città di *Matera* il movimento tellurico fu di forte intensità. Non si ebbero danni, ma vivissimo fu anche qui l'allarme della popolazione che, incurante del freddo intenso, si riversò nelle strade e nelle piazze, trascorrendo all'aperto gran parte della notte. La isosista di grado V, di forma quasi circolare, comprende, oltre Matera, anche i comuni di *Irsina*, *Ferrandina*, *Pisticci*, *Pomarico*, *Bernalda* (tutti in provincia di Matera) e si estende in provincia di Taranto includendo il comune di *Ginosa*.

La propagazione macrosismica fu, come si è detto, notevolmente ampia. Oltre alle provincie di Matera e di Potenza, anche quelle di Taranto, Bari e Foggia furono interessate dal movimento tellurico, il quale, in quasi tutta la zona delle Murge, fu avvertito con sensibile intensità e, sulla costa adriatica da *Trani* a *Monopoli*, con intensità ove di III ove di II grado.

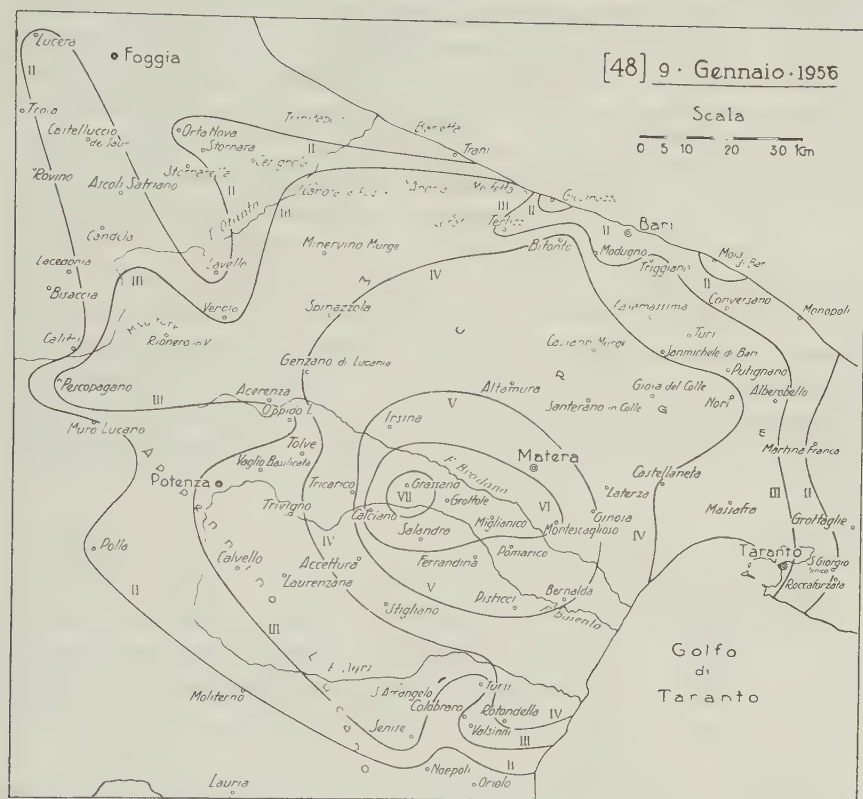


Fig. 30

La figura 30 ci esime dal dare il lungo elenco delle località ove la scossa fu percepita. Come da essa si rileva, la zona megasismica risulta assai eccentrica rispetto alle zone isosismiche di grado inferiore e la distribuzione delle intensità presenta varie anomalie: per esempio a *Lavello* (Potenza) il movimento tellurico passò completamente inosservato mentre fu avvertito a *Ortanova* e a *Lucera*, assai più distanti dalla zona epicentrale.

Fatto piuttosto raro in sismi di elevata intensità, questo terremoto non fu preceduto da alcuna scossa premonitoria nè fu seguito da repliche.

1956

49. 15 gennaio **Grisì** (Palermo) Grado V

Alle $20^h 19^m$ circa del 15 gennaio 1956, dopo quasi un anno dal periodo sismico di cui si è parlato al n. 27, un altro movimento tellurico di carattere strettamente locale ebbe luogo nel territorio di Grisì. In questo paesino e nelle sue immediate vicinanze, la scossa, nettamente sussultoria e preceduta da un intenso boato, raggiunse il V grado Mercalli. La popolazione, nella quale ancor vivo era il ricordo dei fenomeni sismici del novembre-dicembre 1954, si riversò allarmata nelle strade e trascorse all'aperto quasi tutta la notte. Non si ebbero danni sensibili: si notò solo un aggravamento delle lesioni già esistenti in vecchie abitazioni.

La propagazione macrosismica fu limitatissima. Con intensità decrescente con la distanza, la scossa fu infatti avvertita entro una zona quasi circolare avente per centro l'abitato di Grisì ed un raggio di circa sette chilometri: a *Camporeale* ed a *San Cipirello*, ai margini di tale zona, la scossa venne percepita con leggerissima intensità. L'epicentro, con molta probabilità, fu quello stesso della forte scossa del 20 novembre 1954.

Alcune repliche si ebbero, per qualche giorno, dopo il 15 gennaio; ma tutte lievissime ed avvertite solo da una parte della popolazione di Grisì.

50. 27 gennaio **S. Martino di Finita** (Cosenza) Grado V

Il 27 gennaio 1956, a circa $06^h 20^m$, una scossa abbastanza forte fu avvertita in vari centri della provincia di Cosenza. Più che altrove intensa essa risultò a *San Martino di Finita*, nel versante orientale della Catena costiera calabra: in tale paese raggiunse il V grado e fu accompagnata da forti rombi.

Con intensità mediocre (IV grado) fu avvertita a *Montalto Uffugo*, in vari centri della regione silana, come *Bisignano*, *Luzzi* ed *Acri* e, sulla fascia costiera tirrenica, da *Fuscaldo* a *Belvedere Marittimo*. A *Cosenza* fu lievissima.

Tracce di registrazioni si ebbero negli Osservatorî di Reggio Calavria e di Taranto.

50_1. 31 gennaio **Istria** Grado VII-VIII

Questa violenta scossa di terremoto ebbe il suo epicentro fuori del confine italiano ma fu avvertita fortemente a *Trieste* ed in altre località della Venezia Giulia. Il sisma, le cui coordinate epicentrali (45° 30′ N

e 14° 30′ E, secondo il B.C.I.S.) individuano un punto situato una decina di chilometri a sud del Monte Nevoso, colpì in special modo *Villa del Nevoso*, ove più della metà delle case rimasero seriamente danneggiate. A *Trieste* e *Muggia* fu avvertito di V grado, a *San Dorligo della Valle* e ad *Aurisina* di IV.

Il movimento sismico si propagò anche nelle province di Gorizia e di Udine e fu avvertito con sensibile intensità a *Grado* e a *Ruda*.

L'ora origine, secondo il B.C.I.S., fu $03^h25^m32^s$.

Il terremoto ebbe numerose repliche: la più notevole, avvenuta alle 14^h42^m circa del 3 febbraio, fu avvertita a *Trieste* di III-IV grado e di III a *San Dorligo della Valle.*

51. 1° febbraio **Cosenza** Grado V

Alle 16^h11^m circa del 1° febbraio 1956, una scossa di terremoto venne avvertita in molte località della Calabria, delle Puglie e, lievemente, anche della Sicilia. Più forte che altrove essa si manifestò a *Cosenza* e nella zona circostante, ove fu avvertita da tutta la popolazione e raggiunse un'intensità valutata di V grado. Sensibile risultò su tutta la parte tirrenica della Calabria da *Diamante* a *Vibo Valentia* e, più a sud, in una zona intorno a *Palmi*. Pure sensibilmente fu avvertita a *Catanzaro* e nei comuni di *San Floro*, *Magisano*, *Taverna*, *Serrastretta*, *Scigliano*, e *Parenti*. Leggera fu invece a *Saracena*, *Firmo*, *Altilia*, *Cellara* e *Bianchi*. Sulla fascia costiera jonica passò quasi inosservata, ad eccezione delle zone circostanti a *Corigliano Calabro* ed a *Rocca Imperiale* ove fu avvertita, rispettivamente, di IV e di III grado.

Nelle Puglie, e precisamente in una zona comprendente i comuni di *Castellaneta*, *Palagiano*, *Massafra* e *Crispiano*, la scossa fu avvertita con intensità di IV grado.

La vastità e l'irregolarità della propagazione macrosismica di questo movimento tellurico (fig. 31) ne attestano già la notevole profondità ipocentrale. In un suo studio dedicato ai terremoti profondi del Mare Tirreno [5], E. Peterschmitt assegna alle coordinate ipocentrali del sisma i valori seguenti: $\varphi = 39°, 2$ N; $\lambda = 15°, 7$ E; h = 215 Km.

Questo sisma si inserisce pertanto nella serie dei terremoti di origine profonda caratteristici della regione del Basso Tirreno. Di altri due terremoti tirrenici, avvenuti rispettivamente il 23 novembre 1954 ed il 17 febbraio 1955, non ci siamo precedentemente occupati per non aver essi dato luogo in superficie ad apprezzabili manifestazioni macrosismiche.



Fig. 31

Ci limiteremo qui a dire che le coordinate spazio-temporali del primo, determinate da A. Girlanda in uno studio ad esso dedicato (6), sono: $\varphi = 38^\circ\, 33'$ N, $\lambda = 15^\circ\, 01'$ E, h = 239 Km, H = $13^h 00^m 05^s, 5$; e che quelle del secondo, date da Peterschmitt nel lavoro avanti citato, risultano: $\varphi = 39^\circ, 6$ N; $\lambda = 13^\circ,1$ E; h = 450 Km; H = $20^h 31^m 33^s$.

Quest'ultimo sisma è notevole non solo per la sua grande profondità ipocentrale ma anche perchè il suo epicentro, a differenza di quelli relativi agli altri terremoti profondi tirrenici, i quali, com'è stato rilevato da Peterschmitt, si allineano quasi tutti lungo una fascia rettilinea passante per lo Stromboli e orientata da NNE a SSW, si trova quasi al centro del Tirreno, in una zona ove nessun focolare sismico s'era finora mai manifestato. Anche l'epicentro del terremoto del 1° febbraio 1956 si trova un po' fuori, verso est, di tale allineamento.

52. 6 febbraio **Zafferana Etnea** (Catania) Grado V

Alle 03^h55^m circa del 6 febbraio 1956, una scossa sussultoria, valutata, per i suoi effetti, d'intensità pari al V grado Mercalli, fu avvertita a *Zafferana Etnea*, sul versante SE dell'Etna. Essa ebbe però una propagazione limitatissima essendo stata percepita solamente nelle località limitrofe; a *Macchia*, distante da Zafferana appena sei chilometri, a *Nicolosi*, a *Biancavilla* il movimento tellurico non fu affatto avvertito.

53. 19 febbraio **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado V

Anche durante l'anno 1956 l'attività sismica nella regione garganica fu abbastanza vivace, per quanto assai meno intensa di quella manifestatasi durante l'anno precedente. Una prima scossa si ebbe il 24 gennaio alle ore 09^h circa. Essa fu avvertita solo a *Monte S. Angelo* e nelle immediate vicinanze, ove risultò sussultoria e di leggera intensità (III grado). Un'altra scossa, pure leggera, fu avvertita nella stessa località alle 23^h30^m circa del 17 febbraio. Altre due, durante la giornata del 19 febbraio: la prima, leggera, alle 07^h45^m; la seconda, forte, alle 15^h49^m.

Quest'ultima scossa fu avvertita da tutta la popolazione di *Monte S. Angelo*, ma ebbe una propagazione molto limitata poichè nei paesi vicini fu percepita assai debolmente o passò del tutto inosservata.

54. **Argenta** (Ferrara) - **Battaglia Terme** (Padova)
20 febbraio Grado V-VI

Il 20 febbraio 1956, qualche secondo prima delle 02^h30^m, una scossa di terremoto fu avvertita in varie località delle province di Padova,



Fig. 32

Venezia, Rovigo, Ferrara e Ravenna. La figura 32 mostra la zona ove fu percepito il movimento tellurico.

Entro tale zona, assai singolare fu la distribuzione delle intensità: la maggiore (V-VI grado) si manifestò infatti in due aree separate e alquanto distanti tra di loro, come se il terremoto fosse stato gene-

rato da due centri distinti entrati in attività quasi contemporaneamente. Se così fosse, il fenomeno non sarebbe nuovo per questa regione. Anche il terremoto dell'Alto Adriatico del 30 novembre 1930, come riuscì a stabilire P. Caloi in un approfondito studio su quell'interessante sisma ([7]), fu infatti originato da due diversi centri di scuotimento e i due relativi epicentri risultarono nell'Alto Adriatico ad una cinquantina di chilometri l'uno dall'altro.

Le due aree predette, in cui il terremoto del 20 febbraio 1956 fu avvertito con più forte intensità, sono situate, l'una nella parte meridionale e, l'altra, in quella settentrionale dell'intera zona perturbata macrosismicamente.

La prima, prossima alle Valli di Comacchio, comprende i comuni di *Argenta* (Ferrara) e di *Alfonsine* (Ravenna) ed appartiene ad una zona ben nota per la sua elevata sismicità. Nelle citate località furono avvertite due scosse sussultorie, separate da un intervallo di pochi secondi durante il quale fu udito un forte boato. Il movimento tellurico fu sensibile ad *Ostellato*, *Porto Garibaldi*, *Lugo*, *Conselice*; leggero a *Comacchio*, *Portomaggiore*, *Molinella* e *Porto Corsini*.

La seconda delle aree predette, situata ad oriente dei Colli Euganei, è assai meno estesa della prima e comprende il solo comune di *Battaglia Terme* (Padova). Anche qui furono avvertite da tutta la popolazione due scosse distinte, separate l'una dall'altra da un intervallo di qualche secondo. Intorno a tale area, il moto sismico fu avvertito fortemente a *Bovolenta* (Padova) e sensibilmente ad *Abano Terme*, *Piove di Sacco*, *Monselice*. La isosista d'intensità leggera, aperta sul Mare Adriatico, include le città di *Venezia* e di *Padova* con diversi comuni delle rispettive province, come *Mira*, *Dolo*, *Chioggia*, *Campagna Lupia* (della provincia di Venezia), *Torreglia*, *Galzignano*, *Arquà Petrarca*, *Este*, *Conselve* (della provincia di Padova) e si estende in provincia di Rovigo includendo il comune di *Lendinara*.

Il movimento tellurico fu registrato negli Osservatorî dell'Italia settentrionale e centrale e le ore relative all'inizio delle registrazioni sono le seguenti: Bologna $02^h29^m41^s$; Padova $02^h49^m46^s,1$; Prato $02^h29^m48^s$; Firenze $02^h29^m50^s$; Salò $02^h30^m00^s$; Pavia $02^h30^m07^s$; Roma $02^h30^m30^s$; Oropa $02^h30^m31^s$.

Una replica di mediocre intensità, avvertita però solo nella zona compresa tra *Alfonsine*, *Argenta* e *Conselice*, si ebbe alle 04^h04^m circa dello stesso giorno.

1956

55. 21 febbraio **Rovereto** (Trento) Grado V

Diversi centri sismici esistono nella regione del Lago di Garda e, più volte, da alcuni di essi irraggiarono nel passato violenti movimenti tellurici. Ad occidente del Lago, nei pressi di *Salò*, vi è il centro sismico da cui ebbe origine il rovinoso terremoto del 30 ottobre 1901. Un altro, noto per un terremoto fortissimo e di vasta propagazione avvenuto il 14 aprile 1931, è situato in prossimità di *Storo*, fra la Valle del Chiese e

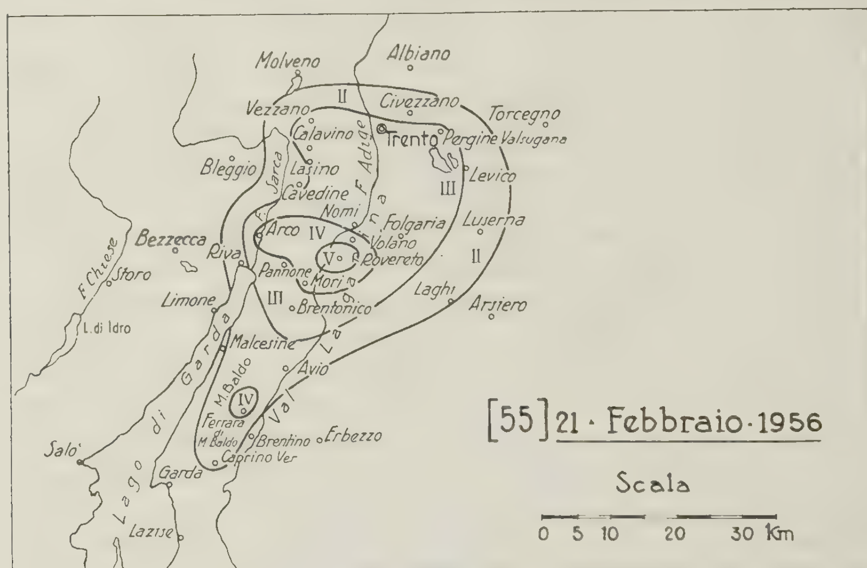


Fig. 33

quella del Sarca. Lungo la sponda veronese, la catena montuosa del Baldo, che divide il lago dalla Val Lagarina, costituisce una zona di elevata sismicità, con la serie numerosissima dei suoi terremoti per lo più di carattere locale, ma talora di elevata intensità, come ad esempio quello del 19 febbraio 1932, che riuscì rovinoso a *Lumini* ed a *S. Zeno*. Un altro centro sismico si trova a sud del monte Baldo, in prossimità di *Lazise*: da esso ebbe origine una scossa fortissima il 21 giugno 1936. Altri centri di scuotimento si trovano presso la costa meridionale, da *Desenzano* a *Peschiera*.

Fra le zone adiacenti al Lago di Garda, la meno dotata di attività sismica è quella situata a nord del Monte Baldo, tra la Valle del Sarca

e la Val Lagarina. Per questa ragione, pur essendo stato di modesta intensità e di propagazione piuttosto limitata, acquista una certa importanza il sisma avvenuto appunto in tale zona alle 07^h15^m del 21 febbraio 1956. Esso fu sentito come sussultorio e di V grado a *Rovereto*; di IV grado e sussultorio a *Volano* e a *Mori*; pure di IV grado ma ondulatorio ad *Arco* (fig. 33). Con intensità leggera (III grado) fu avvertito nella città di *Trento* e nei comuni di *Vezzano*, *Pergine Valsugana*, *Calavino*, *Lasino*, *Folgaria* e *Brentonico*.

Sulla riviera bresciana del Garda la scossa passò completamente inosservata, mentre su quella veronese fu percepita, sia pure molto lievemente, in quasi tutta la zona del Monte Baldo. È da rilevare anzi che, nella parte meridionale di questa zona, il movimento tellurico subì un sensibile aumento di intensità, essendo stato avvertito di IV grado intorno a *Ferrara di Monte Baldo*.

Non si ebbero repliche. Una lieve scossa premonitoria si era avuta alle 06^h30^m circa dello stesso 21 febbraio.

Crediamo opportuno qui aggiungere che un movimento tellurico di mediocre intensità si era verificato nella stessa zona circa tre mesi prima della scossa di cui ora si è detto. Esso avvenne alle 07^h25^m del 23 novembre 1955 e fu avvertito di IV grado a *Rovereto* e di III ad *Arco*.

56. 22 febbraio **Siena** Grado VI-VII

Un periodo sismico breve, ma di elevata frequenza, ebbe luogo nel territorio senese nei giorni 22 e 23 febbraio del 1956. Le scosse, anche le più intense, ebbero tutte una propagazione assai limitata e al loro epicentro, situato nelle immediate vicinanze di Siena, possono attribuirsi con buona approssimazione le coordinate 43° 20′ N e 11° 20′ E.

Iniziò il periodo sismico una scossa di IV grado, della durata di 3 secondi, avvenuta alle 15^h08^m circa del 22 febbraio. Seguirono numerose altre scosse di minore intensità, finchè alle $23^h55^m06^s$ dello stesso giorno, accompagnata e seguita da forti rombi sotterranei, sopraggiunse la scossa principale del periodo sismico. Nella città di Siena, essa si manifestò con carattere nettamente sussultorio, ebbe una durata di 5 secondi e raggiunse un'intensità di VI-VII grado. Lo scuotimento, sentito fortemente da tutti nelle case, nei locali pubblici e sensibilmente anche nelle strade, provocò spavento generale. Moltissimi si riversarono nelle vie e nelle piazze, ivi pernottando nonostante la rigida temperatura invernale. Crollarono alcuni comignoli e leggere lesioni si verificarono in qualche edificio.

Piccola dovette essere la profondità ipocentrale perchè, in relazione all'elevata intensità all'epicentro, la scossa ebbe, come dianzi si è accennato, una propagazione macrosismica assai modesta. Il movimento tellurico fu forte (V grado) a *Sovicille*, sensibile (IV grado) a *Monteriggioni*; poi, specialmente nel quadrante SW, decrebbe rapidamente d'intensità, sicchè località non molto distanti da Siena some *Murlo*,

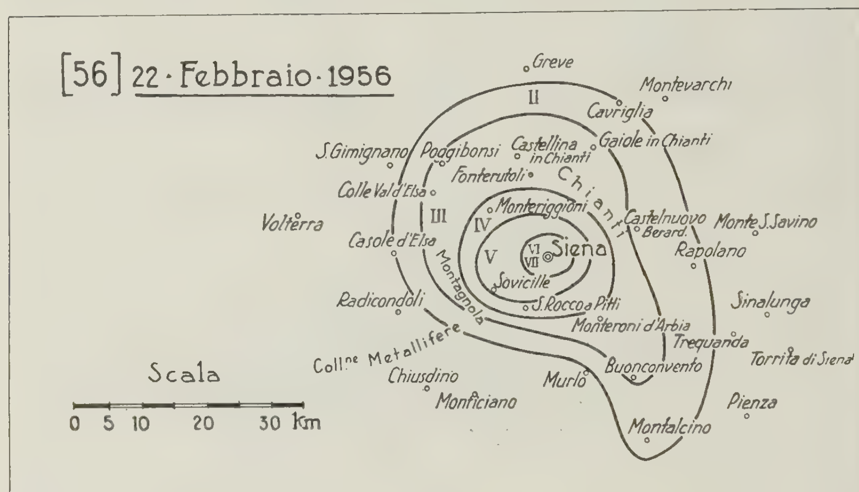


Fig. 34

Monticiano, *Chiusdino*, *Radicondoli*, *Casole d'Elsa*, non rilevarono affatto il fenomeno sismico. La fig. 34 mostra l'estensione della zona in cui la scossa fu percepita con leggera e con leggerissima intensità.

Registrazioni si ebbero, oltre che nell'Osservatorio di Poggio al Vento in Siena, anche negli Osservatorî Ximeniano di Firenze e di S. Domenico in Prato.

57. 23 febbraio **Siena** Grado V-VI

Dopo la scossa di cui or ora si è detto, numerose ed a brevi intervalli di tempo l'una dall'altra continuarono le repliche durante la prima metà della giornata del 23 febbraio. Quasi tutte furono di leggera intensità. Due sensibili (IV grado) se ne ebbero rispettivamente alle 03^h51^m e alle 07^h17^m circa. Una abbastanza forte, sussultoria come le precedenti, avvertita da tutti con vivissimo spavento, si verificò alle $11^h08^m40^s$.

Fu valutata d'intensità fra il V ed il VI grado ed ebbe una durata di 3 secondi. La sua estensione macrosimica fu all'incirca uguale a quella della scossa avvenuta alle 23^h55^m del giorno precedente. Verso ovest si propagò però maggiormente, essendo stata avvertita sensibilmente a *Casole d'Elsa*, dove le scosse del giorno avanti, compresa quella principale, erano passate del tutto inosservate.

Seguirono poche altre leggiere repliche; l'ultima si verificò alle 13^h50^m circa del 23 febbraio.

58. 20 marzo **Civezza** (Imperia) Grado V

Il 20 marzo 1956, alle 00^h35^m, una scossa di terremoto della durata di 5 secondi e valutata di V grado Mercalli, fu avvertita nel comune di *Civezza*, in provincia d'Imperia. In tutte le località circostanti il movi-

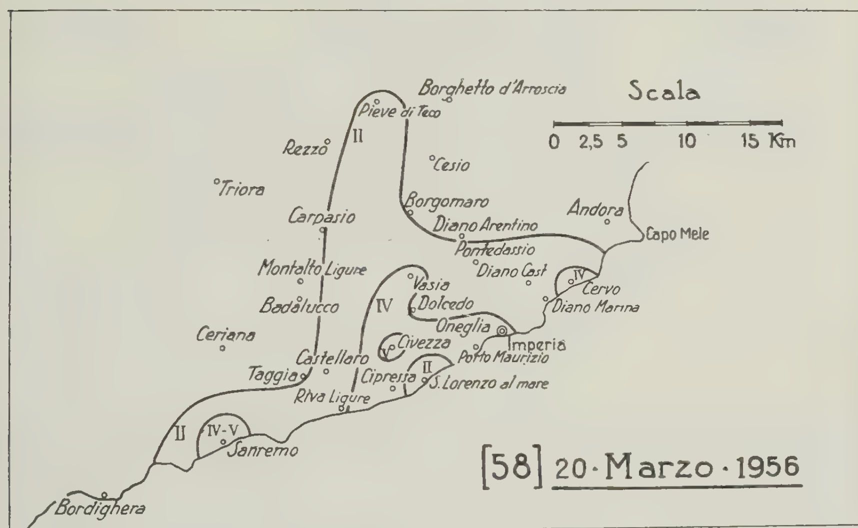


Fig. 35

mento tellurico fu avvertito più debolmente, ma la distribuzione assai anomala delle intensità rende incerta l'individuazione macrosismica dell'epicentro. Forse questo fu in mare e la maggiore intensità con cui il sisma si manifestò nel territorio di Civezza è da attribuire alla costituzione geologica del sottosuolo.

Nel paese di *Cipressa*, situato a sud di Civezza in prossimità della costa (fig. 35), l'intensità fu di IV grado e pure di IV ad *Imperia*;

invece a *San Lorenzo al Mare*, fra Imperia e Cipressa, la scossa fu così lieve da passare inosservata alla quasi totalità degli abitanti.

Oltre che nelle predette località, la scossa venne nettamente avvertita nei comuni di *Cervo* e di *Vasia*. Nella città di *Sanremo* fu di brevissima durata (1 secondo) ma abbastanza forte (IV-V grado).

La zona ove il movimento tellurico fu percepito con lievissima intensità è limitata da una linea che, partendo dalla costa fra Sanremo e Bordighera, sale verso nord fino ad includere il comune di *Pieve di Teco*, poi, dopo aver descritto una profonda insenatura che lascia fuori *Cesio*, *Borgomaro* e *Diano Arentino*, torna al mare a sud di Capo Mele.

Nelle località ove risultò di V e di IV grado, la scossa venne giudicata come sussultoria e fu accompagnata da boati di lieve intensità.

Non si ebbero repliche.

59. 26 aprile **Pietramala** (Firenze) Grado VI

L'elevata sismicità dell'Appennino Tosco-Emiliano, sismicità ben nota per i frequenti e fortissimi terremoti in ogni tempo irradiati dai numerosi focolari sismici in esso esistenti, si è ancora una volta resa manifesta, ed in modo notevole, negli anni 1956 e 1957.

L'ultimo importante movimento tellurico, prima di tale periodo, si era avuto nella regione durante la seconda metà del 1952. Il 4 luglio di quell'anno, alle $21^h 35^m$, una scossa fortissima, il cui epicentro fu individuato nel punto di coordinate 44° N e 11° 47′ E, colpì in modo assai grave la zona ad oriente dell'Alpe di S. Benedetto e compresa fra *Galeata*, *Santa Sofia* e *Premilcuore*. Specialmente le prime due località soffrirono danni per effetto della scossa: si produssero fenditure in quasi tutti gli edifici, caddero numerosi comignoli, diverse case furono ridotte in condizioni d'inabitabilità. Piuttosto gravemente rimase lesionata l'antica Abbazia di S. Ellero, nelle immediate vicinanze di Galeata. Nei comuni di *Predappio*, *Meldola*, *Portico di S. Benedetto*, *Dovadola*, si ebbero lesioni gravi in edifici vecchi e leggiere anche in case di recente costruzione.

Questa scossa, di cui in fig. 36 è indicata la propagazione macrosismica nei limiti dell'intensità di IV grado, segnò l'inizio di un lungo periodo sismico durato, con una tregua di una quarantina di giorni, sino quasi alla fine dell'anno. Durante tutto il mese di luglio seguirono numerose repliche le quali, per quanto di intensità generalmente lieve, mantennero le popolazioni in continuo allarme, inducendole spesso ad abbandonare le abitazioni e ad accamparsi all'aperto. Tali scosse ebbero

carattere locale e furono avvertite specialmente nella zona di *Rocca S. Casciano*. Molto frequenti nel mese di luglio, esse andarono diradando nei mesi successivi e il periodo sismico parve chiudersi con una leggera scossa avvertita nel comune di *S. Pietro in Bagno* il 13 ottobre 1952. Il 2 dicembre, invece, nuove manifestazioni telluriche riportarono il panico fra le popolazioni dell'Appennino Tosco-Romagnolo. Alle $01^h 30^m$ di detto giorno fu avvertita una leggera scossa premonitoria e alle $07^h 18^m$

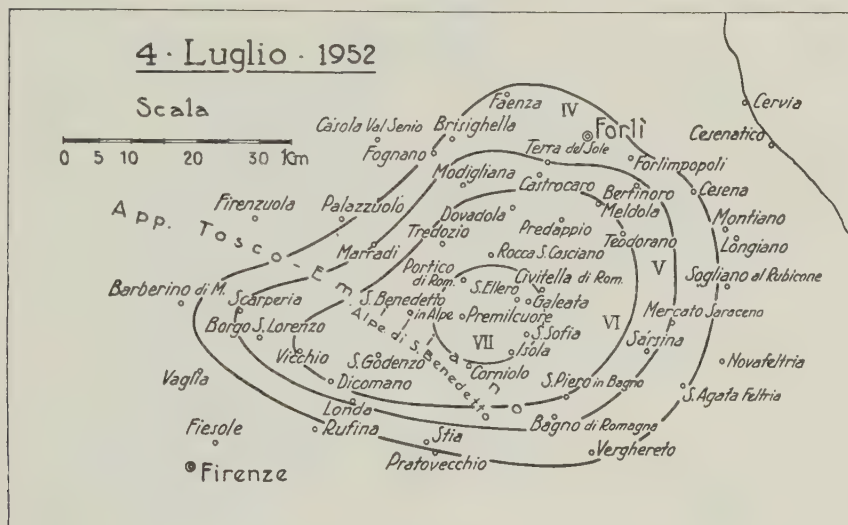


Fig. 36

si ebbe una scossa molto forte (VI grado) che raggiunse la sua massima intensità nel comune di *Santa Sofia*. In numerose abitazioni si produssero lievi fenditure ed alcune case coloniche, nella campagna ad est del paese, rimasero gravemente danneggiate. Nei pressi di Santa Sofia appunto, ad una distanza di una quindicina di chilometri da quello del terremoto del 4 luglio, si trovò l'epicentro. Altre repliche leggiere si susseguirono poi fino quasi alla fine di dicembre.

Dal principio del 1953 alla fine del 1955, l'attività sismica nella regione dell'Appennino Tosco-Emiliano non fu rilevante: rare le scosse e tutte, eccetto quella del 29 marzo 1954 di cui si è detto al n. 20, di modesta intensità. Di esse ricorderemo qui la scossa, il cui epicentro fu probabilmente nei pressi di *S. Pietro in Bagno*, avvenuta alle $16^h 15^m$ circa del 21 dicembre 1954. A *S. Pietro in Bagno* essa risultò di IV-V grado e fu preceduta da un forte boato. Con intensità minore fu avvertita in

varie località delle vallate del Savio, del Montone e del Bidente. La seguirono una decina di repliche durante la notte dal 21 al 22 dicembre.

Come si è precedentemente accennato, assai rimarchevole è stata invece l'attività sismica nell'anzidetta regione durante gli anni 1956 e 1957.

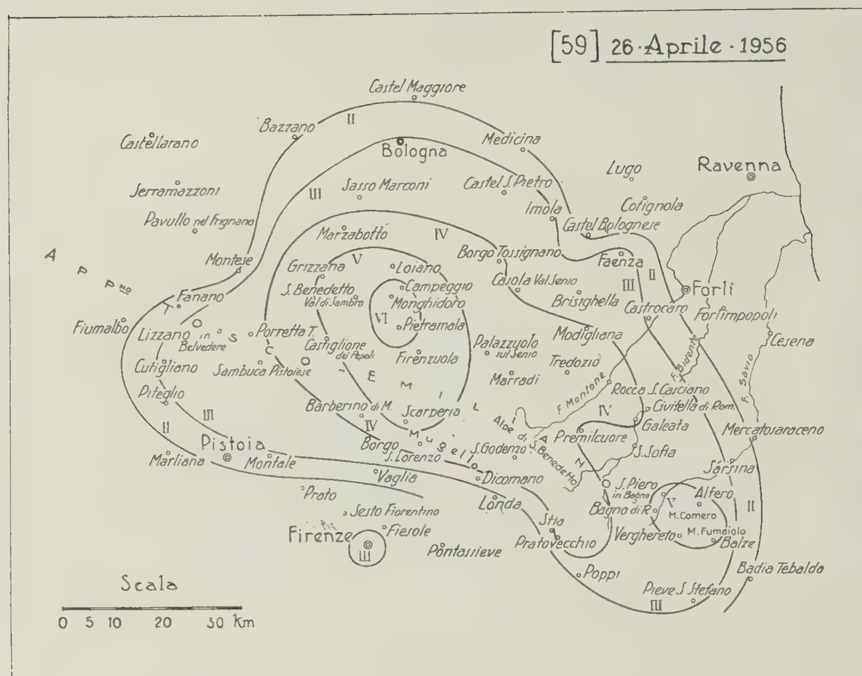


Fig. 37

Un periodo sismico, breve ma piuttosto intenso e caratterizzato anche da un'elevata frequenza, ebbe luogo nei giorni 25 e 26 aprile del 1956. Lo iniziò una leggera scossa premonitoria, avvertita a *Pietramala* (frazione del comune di Firenzuola) ed a *Firenzuola*, alle $17^h 21^m$ circa del 25 aprile. Altre scosse, di intensità non superiore al IV, si susseguirono numerose fino alle 03^h circa del giorno 26. Alcune di esse vennero avvertite, oltre che nelle predette località, anche a *S. Benedetto Val di Sambro*, a *Castiglione dei Pepoli* e nella zona del Mugello.

Alle $04^h 00^m 03^s$ del giorno 26, ebbe luogo la scossa principale che a *Pietramala*, *Monghidoro* e *Campeggio* raggiunse una intensità di VI grado e, con intensità di V, fu sentita nei comuni di *S. Benedetto Val di Sambro*, *Grizzana*, *Loiano*, *Firenzuola* e *Scarperia*. La figura 37 indica l'andamento delle isosiste tracciate in base alle notizie macrosismiche

raccolte nelle varie località. L'area ove la scossa fu avvertita sensibilmente (IV grado) si estende nelle provincie di Bologna, di Forlì e di Firenze comprendendo i comuni di *Marzabotto*, *Borgo Tossignano*, *Modigliana*, *Galeata*, *Palazzuolo sul Senio*, *Marradi*, *S. Godenzo*, *Pratovecchio*, *Borgo S. Lorenzo* e *Castiglione dei Pepoli*. Il movimento fu percepito distintamente nelle città di *Bologna e Firenze* e, leggerissimo, anche nella città di *Pistoia*.

Nella zona di intensità molto forte, il movimento risultò sussultorio e fu in alcune località preceduto, in altre accompagnato, da un intenso rombo. La propagazione energetica della scossa fu, lungo alcune direzioni, assai discontinua. Si osservi nella figura 37 l'andamento dell'intensità nella direzione SE rispetto alla zona epicentrale: a *Premilcuore* e a *Santa Sofia* la scossa fu solo leggermente avvertita, mentre più lontano, in varie località attorno ai Monti Còmero e Fumaiolo, quali *Verghereto*, *Balze*, *Alfero*, *Bagno di Romagna* e *S. Pietro in Bagno*, fu sentita con una forte intensità. Verso sud il movimento si propagò fortemente fino a *Scarperia*; decrebbe poi rapidamente sì da passare del tutto inosservato a *Sesto Fiorentino* e a *Fiesole*; tornò ad aumentare di intensità nel territorio di *Firenze* ove fu distintamente percepito specialmente nei piani superiori degli edifici.

L'epicentro del sisma, per il quale nell'I.N.G., furono determinate le coordinate geografiche 44° 09′ N e 11° 18′, 7 E, cade nei pressi di *Pietramala*. In tale zona esiste in effetti un centro sismico già noto per manifestazioni da esso date nel passato.

Le repliche continuarono numerose fino alle ore 13 circa del 26 aprile. Furono tutte di mediocre e leggera intensità, eccetto una, avvenuta alle $07^{h}13^{m}30^{s}$, che raggiunse quasi il V grado a Pietramala e fu avvertita in molte località fra cui *Firenzuola*, *Barberino di Mugello* e *Castiglione dei Pepoli*.

Quasi tutte le scosse furono registrate negli Osservatorî dell'Italia centrale. Quella principale anche negli Osservatorî dell'Italia settentrionale e meridionale.

60. 26 maggio **Santa Sofia** (Forlì) Grado VII

Era trascorso appena un mese dal breve periodo sismico di cui dianzi si è detto (59), quando un'altra serie di scosse, alcune fortissime, s'iniziava nell'Appennino Tosco-Emiliano colpendo però questa volta specialmente la zona ad oriente dell'Alpe di S. Benedetto situata fra le

Alte Valli del Bidente e del Montone: la zona, cioè, già gravemente colpita dal terremoto del 4 luglio 1952.

Questo nuovo, intenso periodo sismico, originato da ipocentri alquanto distanti da quello da cui irradiarono le scosse del mese precedente, ebbe inizio il 25 maggio alle $20^{h}\,29^{m}$ circa con una scossa leggerissima, registrata dai sismografi dell'Osservatorio di Prato ed avvertita da poche persone. Il giorno successivo, alle $18^{h}\,17^{m}$, si ebbe un'altra scossa premo-

Fig. 38

nitoria di mediocre intensità ed infine, alle $19^{h}\,40^{m}$, si verificò il primo massimo sismico della serie. La violenta scossa, accompagnata da un forte boato, urtò soprattutto la cittadina di *Santa Sofia*, raggiungendo ivi una intensità non inferiore al VII grado Mercalli: i vetri delle finestre andarono in frantumi, caddero lampadari dai soffitti, crollarono camini, danni gravi si verificarono in molti fabbricati. Gli abitanti furono presi da panico e immediatamente si riversarono all'aperto; memori delle distruzioni e delle vittime causate dal rovinoso terremoto del 10 novembre 1918, che nei pressi ebbe il suo epicentro, e dei gravi danni subiti per effetto del fortissimo terremoto sopra ricordato del 1952, si sistemarono sotto attendamenti apprestati nei piazzali, nei campi e dovunque

vi fosse spazio sufficiente per evitare di essere travolti da un eventuale crollo di murature.

Anche a *Premilcuore*, distante da Santa Sofia una dozzina di chilometri, la scossa fu fortissima e causò molte lesioni negli edifici meno solidi. Tra le dette due località, all'incirca nel punto di coordinate 43° 57′ N e 11° 47′ E, è probabilmente situato l'epicentro del sisma.

Il movimento tellurico fu molto forte a *Tredozio*, *S. Godenzo*, *Castagno*, *San Piero in Bagno* e *Bagno di Romagna*; forte in una zona avente ai limiti *Stia*, *Pratovecchio*, *Verghereto*, *Castrocaro* e *Terra del Sole*. La figura 38 mostra la propagazione macrosismica della scossa: propagazione piuttosto limitata in relazione alla fortissima intensità nella zona epicentrale e assai diversa nelle varie direzioni. Verso NE il movimento decrebbe dapprima rapidissimamente, tanto che a *Galeata* ed a *Civitella di Romagna*, località assai prossime all'epicentro, la scossa fu sentita solo di V grado; si mantenne poi forte fin nel territorio di *Castrocaro* e *Terra del Sole*, per diminuire di nuovo rapidamente estinguendosi del tutto nei pressi di Forlì. La maggiore propagazione si ebbe nella direzione WNW, lungo la quale il movimento si estese fino a *Fanano*, in provincia di Modena.

Il terremoto fu registrato negli Osservatorî di Firenze, Prato, Pavia, Roma e in diversi altri dell'Italia centrale e settentrionale.

Dopo la violenta scossa del 26 maggio, vi fu una pausa di due giorni. I movimenti tellurici ricominciarono, nella stessa zona, alle prime ore del 29 maggio, culminando il 3 giugno in un'altra fortissima scossa di cui si dirà nelle pagine seguenti.

61. 1° giugno **Envie** (Cuneo) Grado VI

Il 1° giugno 1956, alle $03^h 30^m$ e alle $09^h 33^m$ circa rispettivamente, ebbero luogo nelle Alpi Piemontesi due scosse di terremoto.

La prima fu avvertita con mediocre intensità nel comune di *Oncino* (Cuneo) e, più leggermente, in varie località delle provincie di Cuneo e di Torino, tra le quali *Envie*, *Ostana*, *Castelmagno*, *Pinerolo*, *S. Secondo di Pinerolo* e *Torre Pellice*.

La seconda, molto forte, esplicò la sua maggiore intensità (VI grado) nei territori comunali di *Envie* e di *Oncino* nell'Alta Valle del Po. In tali località la scossa, preceduta da rombo ed avvertita da tutti, provocò caduta di calcinacci e leggere lesioni in alcuni edifici. Questo movimento tellurico, che interessò una larga parte delle province di Cuneo e di Torino, fu caratterizzato da notevoli anomalie nella distribuzione delle

intensità. Così, ad esempio, fra *Envie* ed *Oncino*, cioè fra le due località ove la scossa raggiunse il VI grado, vi fu una zona ove l'intensità risultò alquanto minore; come se due centri distinti di scuotimento fossero entrati in azione nello stesso tempo o quasi. Vi furono paesi, come *Crissolo* e *Barge*, distanti pochi chilometri dai centri più colpiti, ove la scossa

Fig. 39

venne giudicata leggera, mentre in altri molto più distanti, come *Cavour*, in provincia di Torino, la scossa venne valutata di forte intensità. Altra singolarità presentò la zona di *San Pietro Val Lèmina* (Torino), ove il fenomeno sismico fu giudicato di V grado mentre in tutti i paesi circostanti risultò di IV ed anche di III grado. Ed ancora: verso sud il movimento si propagò sensibilmente fino a *Prazzo* e *Castelmagno* (Cuneo), ma fra questi paesi e quelli di *Oncino* ed *Envie* ne troviamo altri, per esempio *Frassino*, ove la scossa passò quasi inosservata.

Queste anomalie appaiono dalla figura 39, nella quale abbiamo tentato di tracciare le irregolarissime isosiste sulla scorta delle numerose notizie raccolte dalle varie località.

Fra gli Osservatorî italiani, registrarono il sisma quelli di Oropa, di Pavia, di Bologna e di Firenze. Ora origine: $09^{h}\,32^{m}\,45^{s}$.

Alle $11^{h}\,15^{m}$ dello stesso giorno fu avvertita a *Saluzzo* una scossa di carattere sussultorio, valutata di IV-V grado Mercalli. Dovette trattarsi però di un fenomeno locale, poichè non risulta che la scossa sia stata avvertita nei paesi vicini.

1956

62. 3 giugno **Rocca S. Casciano** (Forlì) Grado VII

Dopo la scossa del 26 maggio 1956, cui seguirono due giorni di pausa, i movimenti tellurici dell'Appennino Tosco-Emiliano ripresero nelle prime ore del 29 maggio.

Una scossa di mediocre intensità si verificò alle $00^h 56^m$; un'altra abbastanza forte, registrata negli Osservatorî dell'Italia centrale ed avvertita sensibilmente in numerosi centri dell'Appennino Tosco-Romagnolo, fra i quali *Santa Sofia*, *S. Piero in Bagno*, *Civitella di Romagna*, *Galeata* e *Meldola*, si ebbe alle $17^h 21^m$. Altre scosse, leggerissime e leggiere, seguirono durante le giornate del 30, 31 maggio e del 1° giugno. Una forte se ne verificò alle $22^h 36^m$ del 2 giugno, avvertita di V grado a *Santa Sofia* e, con intensità via via descrescente con la distanza, in una zona avente ai limiti *Marradi*, *Rocca San Casciano*, *Verghereto*, *Pratovecchio* e *S. Godenzo*.

Alle $02^h 46^m$ circa del 3 giugno sopravvenne il secondo massimo del periodo sismico iniziatosi, come s'è visto, alle $20^h 29^m$ del 25 maggio. La scossa fu fortissima (VII grado) e colpì, questa volta, specialmente *Rocca San Casciano*. Nei pressi di questa cittadina, situata sulle rive del Fiume Montone, una quindicina di chilometri a nord di Santa Sofia, crediamo possa essere, con buona probabilità, ubicato l'epicentro, assegnando alle sue coordinate geografiche i valori approssimati di 44° 04′ N e 11° 49′ E. In tale cittadina, infatti, la scossa, sussultoria e accompagnata da forti rombi, sviluppò la sua maggiore intensità, generando vivissimo panico nella popolazione e causando lesioni gravi in molte abitazioni.

A *Santa Sofia* il movimento tellurico fu forte, ondulatorio, e aggravò le lesioni causate dalle precedenti scosse. Pure fortemente fu sentito a *Marradi*, *Galeata*, *S. Piero in Bagno* e *Verghereto*. Anche in questo caso, le onde sismiche si propagarono verso ovest maggiormente che nelle altre direzioni, giungendo con lieve intensità fin nella provincia di Modena (v. fig. 40).

Il terremoto fu registrato in molti Osservatorî, fra i quali quelli di Firenze, Prato, Bologna, Roma e Pavia.

Varie repliche, d'intensità non superiore al IV grado, si susseguirono fino al 5 giugno.

Il 21 di giugno, alle $00^h 23^m$, ricominciarono le scosse nella zona di *Santa Sofia* e continuarono, mantenendosi però sempre di leggera intensità, fino al 29 giugno. Due altre repliche, sempre a *Santa Sofia*, si ebbero nella giornata del 27 luglio: la prima alle $11^h 10^m$, di III grado; la seconda, alle $11^h 20^m$, di IV.

A completare le notizie sopra riferite, ricorderemo le seguenti altre scosse avvenute nel 1956 nelle zone di Firenzuola e di Santa Sofia e la cui intensità non superò il IV grado Mercalli. Nella zona di Firenzuola si ebbero tre scosse di III-IV grado il 5 settembre alle $00^h 36^m$, $04^h 35^m$ e

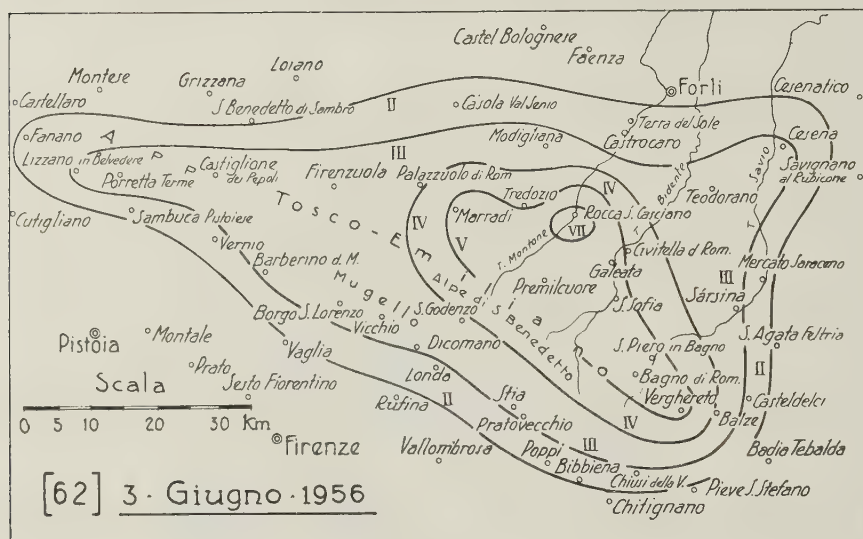


Fig. 40

$06^h 11^m$ rispettivamente. Nella zona di Santa Sofia si verificarono: una scossa di IV grado alle $02^h 40^m$ del 17 novembre; una di III, alle $14^h 00^m$ del 26 novembre; una di IV, alle $23^h 50^m$ del 29 novembre ed una ancora di III alle $17^h 00^m$ del 30 novembre. Con esse si chiude la lunga serie dei moti sismici avvenuti nell'Appennino Tosco-romagnolo durante il 1956 e irradiati, come s'è visto, da tre distinti centri di scuotimento situati rispettivamente nei pressi di *Pietramala*, *Santa Sofia* e *Rocca San Casciano.*

63. 23 luglio **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado V-VI

Notevole fu, anche nell'anno 1956, l'attività sismica nella regione garganica. Alcune scosse non molto intense ebbero luogo, come si è visto nelle pagine precedenti (53), durante i mesi di gennaio e di febbraio. Numerose altre se ne verificarono dal luglio al settembre e alcune di esse furono d'intensità piuttosto elevata, anche se, in generale, i loro effetti rimasero localizzati a territori di limitata estensione.

Una prima scossa fu avvertita a *Monte Sant'Angelo* alle 01h 30m del 19 luglio e fu abbastanza forte da provocare il risveglio di molte persone addormentate.

Il 23 luglio, alle 13h 54m, ebbe luogo una scossa la cui intensità, a *Monte Sant'Angelo,* raggiunse il V-VI grado. Ivi fu avvertita da moltissimi nelle strade e da tutti nelle case, con spavento e fuga di alcuni all'aperto.

Nella predetta cittadina il moto sismico ebbe carattere prevalentemente sussultorio; nelle località circostanti invece fu avvertito come ondulatorio e con intensità alquanto inferiore. È da ritenere pertanto che nei pressi di *Monte S. Angelo* debba essere stato l'epicentro.

Una replica di IV-V grado si ebbe alle 01h 50m del giorno successivo e una di III alle 20h 06m del 28 luglio. Nessun Osservatorio registrò i movimenti sismici predetti, i quali ebbero tutti un carattere strettamente locale.

64. 16 agosto **Cittareale** (Rieti) Grado V

Una scossa sismica sussultoria, giudicata d'intensità pari al V grado Mercalli, fu avvertita, alle 09h 35m circa del 16 agosto, nel comune di *Cittareale,* in provincia di Rieti. Il movimento tellurico ebbe carattere strettamente locale: fu avvertito infatti mediocremente solo in una ristretta zona intorno a Cittareale, comprendente le frazioni di *S. Giusta, Santa Croce* e *Trimezzo,* poi decrebbe rapidamente d'intensità così da ridursi al II grado a *Leonessa,* a *Borbona,* ad *Amatrice* ed in altre località situate tutte a breve distanza da Cittareale.

Una replica di minore intensità (IV-V grado) si verificò circa tre ore dopo, alle 12h 23m. Le due scosse furono registrate negli Osservatorî di Roma e di Firenze.

65. 17 agosto **San Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado VI-VII

Dopo le scosse avvenute dal 19 al 28 luglio 1956, con epicentro nei pressi di Monte Sant'Angelo (63), l'attività sismica nella regione del Gargano s'acquietò per una quindicina di giorni. Riprese alle 12h 55m del 15 agosto con una leggera scossa avvertita a *Monte Sant'Angelo* e in altre località del Promontorio garganico.

Il 17 agosto, la cittadina di *S. Giovanni Rotondo*, situata una ventina di chilometri ad ovest di Monte Sant'Angelo, fu colpita da una violenta scossa sussultoria che, provocando uno spavento generale nella popolazione, fece crollare alcuni muri di cinta nella periferia dell'abitato e causò lesioni sensibili in numerosi edifici. La scossa fu accompagnata da rombi intensi e prolungati. Il suo epicentro fu con ogni probabilità nei pressi di S. Giovanni Rotondo poichè ivi essa manifestò la sua maggiore intensità (VI-VII grado).

Non abbiamo potuto avere su questo movimento tellurico un numero di notizie sufficiente per poterne tracciare le isosiste; da quelle pervenuteci, tuttavia, sembra potersi dedurre che la sua propagazione fu alquanto limitata. Fu avvertito infatti fortemente (V grado) a *San Marco in Lamis* e sensibilmente (IV grado) a *Rignano Garganico*, località le cui distanze da San Giovanni Rotondo non superano, in linea d'aria, rispettivamente gli otto e i dodici chilometri. In altri centri del Gargano o non fu percepito affatto o lo fu solo con intensità leggera e leggerissima.

Un'altra scossa, d'intensità però assai modesta, fu avvertita alle $12^h 55^m$ del 19 agosto sulla costa orientale del Gargano. A *Vieste*, in cui, come sembra, risultò più intensa che altrove, raggiunse solo il IV grado Mercalli. Probabilmente si tratta di una lieve manifestazione di un centro sismico sottomarino situato in prossimità della costa orientale del Gargano.

Nell'ultima decade di agosto non si ebbero nel Gargano altri movimenti tellurici di apprezzabile entità. Ricominciarono il 1° settembre per culminare il giorno 22 in un terremoto che può considerarsi come il più importante fra quelli avvenuti in detta regione nell'anno 1956 (v. n. 67).

66. 1° settembre **Monte S. Angelo** (Foggia) Grado V-VI

Questa scossa, verificatasi alle $23^h 57^m$, ebbe, come le precedenti, una propagazione assai limitata. A *Monte Sant'Angelo*, ove la sua intensità fu valutata di V-VI grado, fu avvertita da tutti nelle case, con risveglio di persone addormentate, e da molti con vivo spavento. Non si ebbero danni: solo caduta d'intonaci da murature forse già lesionate dai precedenti movimenti tellurici. Pensiamo che l'epicentro possa essere posto in prossimità di Monte Sant'Angelo poichè, per quanto ci risulta, nelle località vicine il fenomeno sismico fu avvertito con intensità nettamente inferiore.

Una replica leggera ebbe luogo alle $18^h 50^m$ del 4 settembre ed un'altra, mediocre, il 18 settembre alle $21^h 10^m$. Il 16 settembre poi, alle $10^h 43^m$ circa, un movimento tellurico fu avvertito nel Tavoliere di Puglia e nell'estremità occidentale del Massiccio garganico. In base alle notizie pervenuteci sembra che la sua massima intensità (*Foggia*, *Rignano Garganico*) non abbia superato il IV grado. Sotto forma microsismica esso si propagò però notevolmente e se ne ebbero registrazioni negli Osservatorî di Messina, Taranto e Firenze.

67. 22 settembre **S. Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado VI

È questo il più notevole, non tanto per l'intensità quanto per la vasta propagazione macro e microsismica, fra i terremoti avvenuti nelle Puglie durante l'anno 1956. Esso colpì specialmente la provincia di Foggia ma fu fortemente sentito in provincia di Bari e, con leggera intensità, venne avvertito anche in alcune zone delle province di Avellino e di Campobasso. Se ne ebbero registrazioni in tutti gli Osservatorî italiani, da quelli della Sicilia a quelli del Piemonte, della Lombardia e del Veneto. L'ora origine dedotta da tali registrazioni fu $04^h 19^m 39^s$.

La zona più colpita fu ancora quella di *S. Giovanni Rotondo*. Ivi il movimento sismico, sussultorio e accompagnato da rombi, raggiunse l'intensità di VI grado, causando fenditure leggiere in molte case. A *Monte Sant'Angelo* e a *San Marco in Lamis* fu avvertito come sussultorio-ondulatorio e valutato di un'intensità di V-VI grado. Probabilmente l'epicentro fu fra San Giovanni Rotondo e Monte Sant'Angelo, più prossimo però alla prima che alla seconda località.

La zona ove la scossa fu avvertita con forte intensità è assai vasta, estendendosi su gran parte del Promontorio garganico e su tutta la Capitanata. L'isosista che la circoscrive comprende infatti i comuni di *Vieste*, sull'estrema punta orientale del Gargano, di *Peschici*, *Rignano Garganico*, *San Severo*, *Lucera*, *Cerignola* (tutti della provincia di Foggia), e *Canosa di Puglia*, in provincia di Bari. Anche a *Foggia* il terremoto fu fortemente sentito e, come negli altri centri menzionati, causò vivo spavento. Moltissimi, svegliati dall'improvvisa scossa si riversarono nelle strade, nelle piazze e nei campi, rimanendovi per tutto il resto della mattinata.

La propagazione dell'energia sismica, come generalmente accade per i terremoti originati dagli ipocentri della regione garganica, avvenne prevalentemente in direzione SSE, lungo la Capitanata (fig. 41). Modesta

fu invece la propagazione verso la zona litoranea compresa fra *Campomarino* (Campobasso) e *Rodi Garganico* (Foggia). In questa zona, infatti, il movimento sismico fu avvertito solo con leggerissima intensità. È però da rilevare un'anomalia verificatasi in una ristretta area intorno al paese di *Poggio Imperiale*: mentre nelle località circostanti il moto sismico fu



Fig. 41

mediocremente avvertito, a Poggio Imperiale l'intensità fu giudicata molto forte e valutata di VI grado. A *Lesina*, situata sulla sponda meridionale del Lago omonimo, pochi chilometri a nord di Poggio Imperiale, la scossa passò quasi inosservata.

Nella figura 41 sono indicate le isosiste del sisma fino a quella di III grado. È pressochè impossibile formarsi un'idea anche solo approssimata della isosista corrispondente al II grado e quindi della totalità della zona macrosismicamente interessata dal movimento tellurico. Si ebbero infatti notizie da luoghi molto distanti dalla zona epicentrale, come per esempio dalle città di *Napoli* e di *Bari*, secondo le quali il movimento sismico sarebbe stato colà percepito, sia pure in modo leggerissimo. In moltissimi altri invece, fra i quali citiamo *Barletta*, *Terlizzi*, *Ruvo di*

Puglia, Anzano di Puglia, Celle S. Vito, Castelnuovo della Daunia, Rotello, Palata, tutti esterni alla zona isosismica leggera ma assai prossimi ad essa, la scossa non venne affatto avvertita.

Poche e lievi repliche si susseguirono subito dopo la scossa principale. L'ultima un po' più forte delle altre, si verificò alle $06^h 30^m$ dello stesso giorno, 22 settembre.

68. 3 ottobre **Caramanico - Tocco da Casauria** (Pescara) Grado V

Questo terremoto, avvenuto alle $01^h 34^m$ circa del 3 ottobre 1956, ebbe il suo epicentro sulle pendici orientali del Morrone, probabilmente

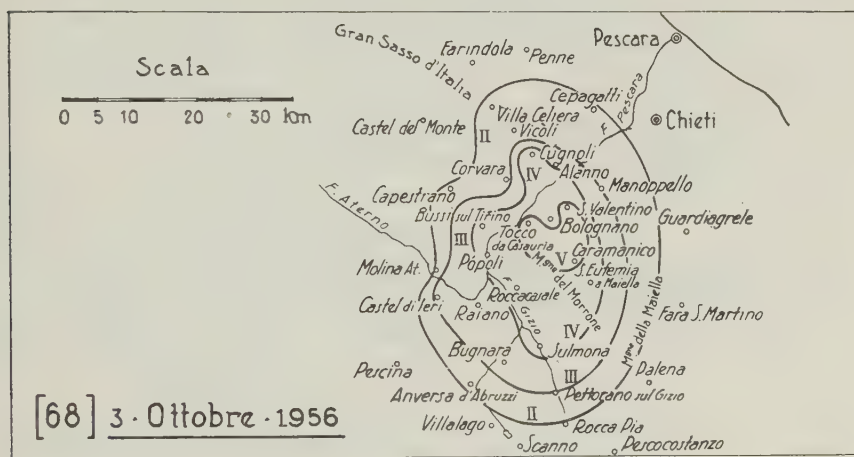


Fig. 42

nei pressi del punto di coordinate 42° 12′ N e 13° 59′ E, fra *Tocco da Casauria* e *Caramanico.* In questi due paesi e a *San Valentino* la scossa si manifestò con un'intensità di V grado. Più leggera (IV grado) fu invece giudicata a *Bolognano,* località situata fra Tocco da Casauria e Caramanico; pure di IV grado fu avvertita nella città di *Sulmona* e nei comuni di *Sant'Eufemia a Maiella, Roccacasale, Popoli, Bussi sul Tirino* e *Cugnoli.*

La fig. 42 dà le isosiste del movimento tellurico tracciate in base alle informazioni macrosismiche ricevute.

La scossa fu registrata nell'Osservatorio sismico di Roma. Non fu segnalata alcuna replica.

69. 5 novembre **Paluzza - Treppo Carnico** (Udine) Grado VI

Il 5 novembre 1956, alle $20^h 45^m$, un terremoto molto forte accompagnato da un cupo boato si abbattè all'improvviso sulle Alpi Carniche, nella zona a sud dei Monti Crostis e Paularo, in prossimità del confine con l'Austria. Le località maggiormente colpite furono *Paluzza*, *Treppo Carnico*, *Ligosullo*, *Comeglians* ed *Arta*, tutte in provincia di Udine. In

Fig. 43

esse la scossa raggiunse un'intensità di VI grado e causò cadute di calcinacci, crolli di comignoli e fenditure in numerose case. Con un'intensità un po' minore (V-VI) grado si manifestò a *Sutrio*, nelle sue frazioni di *Priola* e *Noiaris* e nel comune di *Ravascletto*.

In tutte le località sopra menzionate la scossa fu avvertita con carattere nettamente sussultorio ed ebbe una durata di 5-6 secondi.

Mancando di notizie relative ai paesi di oltre confine, ci limitiamo a dare, nella figura 43, le isosiste tracciate in base alle informazioni pervenuteci dal territorio italiano. In questo, il movimento tellurico ebbe una propagazione abbastanza vasta (avendo interessato più o meno

sensibilmente quasi tutto il Friuli ed una parte della provincia di Belluno), ma, come appare dalla figura, grandemente irregolare. A *Raveo* e a *Tolmezzo*, per esempio, la scossa fu sentita fortemente mentre nel paese di *Villa Santina*, situato fra i primi due, lo fu solo mediocremente. La isosista di V grado, marcata da profonde insenature, si estende verso sud fino alla zona di *Andreis* ed ha ai suoi limiti i paesi di *Forni Avoltri*, *S. Stefano di Cadore*, *Andreis*, *Raveo*, *Tolmezzo*, *Resia* e *Cave del Predil* (frazione di Tarvisio). Nella città di *Udine* la scossa fu sensibile mentre passò inosservata nei vicini paesi di *Campoformido* e *Pradamano*.

Le coordinate epicentrali del sisma determinate dall'I.N.G. (46° 32′ N e 13° 05′ E) individuano un punto che cade precisamente nella zona ove più sensibili furono gli effetti dinamici. Tale epicentro è assai prossimo a quello del violento terremoto verificatosi alle 23^h30^m del 3 febbraio 1949, per il quale gravi danni ebbero a soffrire gli abitati di *Paularo* e delle sue frazioni di *Casaso* e *Villamezzo*.

Tutti gli Osservatorî dell'Alta Italia registrarono la scossa del 5 novembre 1956 e tracce di registrazione si ebbero anche in alcuni Osservatorî dell'Italia centrale e meridionale. L'ora origine del sisma, dedotta da tali registrazioni, è $20^h 45^m 20^s$.

Durante il 1956 non si ebbero sensibili repliche. Altre scosse abbastanza forti si verificarono nella stessa zona durante il febbraio del 1957. Di esse si dirà nelle pagine seguenti.

70. 25 novembre **Macchiagodena** (Campobasso) Grado VI

Negli ultimi giorni di novembre e nei primi di dicembre del 1956, un periodo sismico piuttosto intenso ebbe luogo in provincia di Campobasso, nella zona a nord dei Monti del Matese. S'iniziò alle $16^h 55^m$ circa del 23 novembre con una scossa avvertita di IV-V grado nel paese di *Macchiagodena* e con intensità minore nei paesi vicini

Il 25 novembre, alle 03^h06^m circa, si verificò la scossa più intensa del periodo sismico. L'epicentro, con molta probabilità, fu nei pressi di *Macchiagodena* e ad esso possono approssimativamente essere assegnati, come coordinate geografiche, i valori 41° 35′ N e 14° 24′ E. La maggiore intensità (VI grado) si manifestò appunto nel paese di *Macchiagodena* ove tutta la popolazione, svegliata all'improvviso dal forte movimento sismico, si riversò spaventata all'aperto. Caddero calcinacci in abbon-

dante quantità e lesioni, in generale leggiere, si produssero in numerosi edifici. La scossa fu accompagnata e seguita da forti rombi. Fu riferito, e ciò non solo dagli abitanti di Macchiagodena ma anche di altre località vicine, che gli animali dettero segni di allarme qualche istante prima che la scossa fosse avvertita dalle persone.

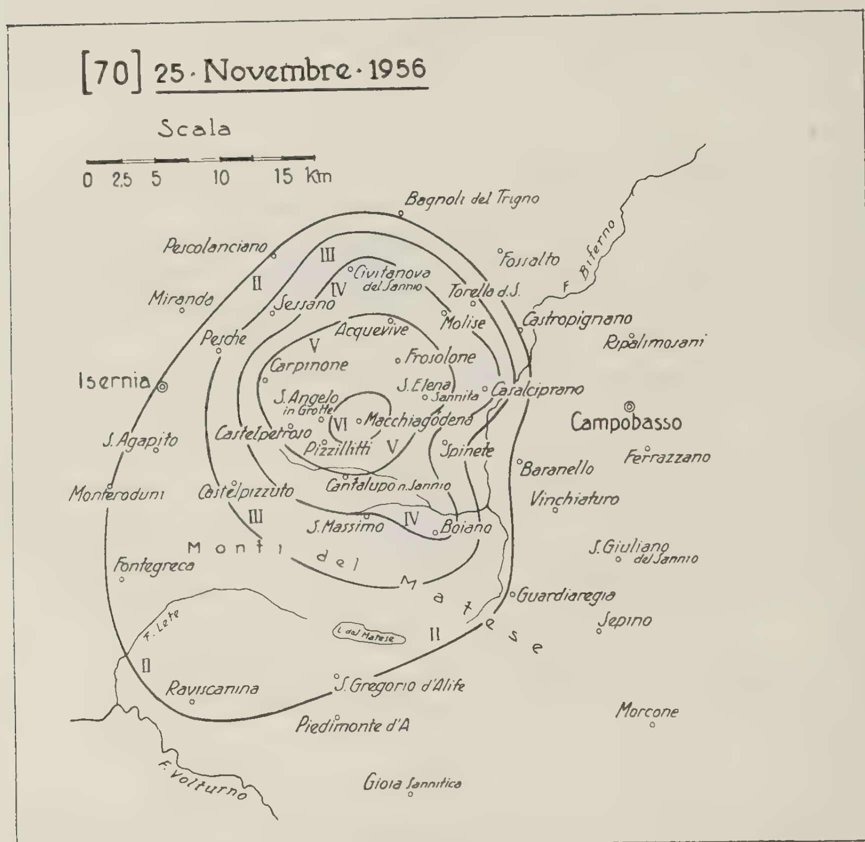


Fig. 44

Con intensità molto forte, come si è detto, la scossa si manifestò solo a Macchiagodena e nel territorio immediatamente circostante. Fu poi forte nei comuni di *Sant'Elena Sannita*, *Frosolone*, *Carpinone*, *Sant'Angelo in Grotte* e *Castelpetroso*; mediocre in numerose altre località, fra cui *Civitanova del Sannio*, *Casalciprano* e *Boiano*.

La propagazione macrosismica, come appare dalla figura 44, fu piuttosto limitata. Il movimento tellurico si estese specialmente in dire-

zione SW giungendo con leggerissima intensità in alcuni paesi, come *Fontegreca* e *Raviscanina*, situati alle pendici sud-occidentali dei Monti del Matese.

La scossa fu registrata negli Osservatori dell'Italia centrale. L'ora origine, dedotta dalle registrazioni, fu $03^h 06^m 40^s$. Numerose repliche di minore intensità si ebbero nei giorni successivi. Delle più notevoli si dirà nelle pagine seguenti.

71. 26 novembre **Amandola** (Ascoli P.) **Caldarola** (Macerata) Grado V

Nel mese di novembre del 1956, alcune scosse telluriche d'intensità non molto forte ebbero luogo nell'Appennino Marchigiano, in quella stessa zona ove pochi anni avanti, il 1° settembre 1951, un fortissimo terremoto si era abbattuto causando danni assai gravi negli edifici di numerose cittadine e paesi.

La prima scossa, leggera, avvenne verso le 03^h del giorno 13 e fu avvertita nei comuni di *Sarnano*, *Mogliano*, *Caldarola* e *Bolognola*, tutti della provincia di Macerata. Anche nella città di *Macerata* il movimento tellurico venne avvertito, ma molto leggermente e da poche persone in relazione al numero degli abitanti.

La seconda scossa, avvenuta alle $04^h 53^m$ circa del giorno 26, fu di forte intensità e venne sentita di V grado sopra un territorio comprendente nel suo interno i comuni di *Caldarola*, di *Bolognola* e di *Amandola*. In questa zona il movimento ebbe carattere sussultorio e fu accompagnato da rombi.

La isosista di IV grado, di forma irregolarissima (fig. 45), si estende, fra le valli dei fiumi Esino ed Aso, principalmente nelle province di Macerata e di Ascoli e con alcune sue propaggini penetra nella provincia di Teramo includendo il comune di *Civitella del Tronto* e nella provincia di Perugia includendo i comuni di *Preci* e di *Gualdo Tadino*. La fig. 45 ci dispensa dall'enumerare i molti altri luoghi ove la scossa fu avvertita con sensibile intensità.

Un andamento simile a quella di IV grado presenta la isosista di III grado. Nella sua parte orientale però, fra le valli dei fiumi Potenza ed Aso, essa si espande verso la costa adriatica includendo i comuni di *Mogliano* e di *Montegiorgio*.

Una terza scossa infine, di mediocre intensità, si verificò verso le $04^h 30^m$ del 28 novembre. Fu avvertita, sembra, soltanto in provincia

di Macerata: di IV grado a *Sefro* e a *San Severino Marche*, di III a *Gualdo* e a *Tolentino*. Non si ebbero notizie da altre località.

La seconda delle scosse sopra ricordate fu registrata a Roma e in alcuni altri Osservatorî dell'Italia centrale.

Fig. 45

1956

72. 29 novembre **S. Angelo in Grotte** (Campobasso) **Macchiagodena** (») Grado V

La più notevole fra le numerose repliche che seguirono la scossa del 25 novembre 1956 (n. 70) fu quella avvenuta, nello stesso mese, alle $03^h 15^m$ circa del giorno 29, la quale manifestò la sua maggiore intensità (V grado) a *Sant'Angelo in Grotte* e a *Macchiagodena*, paesi distanti l'uno dall'altro poco più di tre chilometri in linea d'aria. Verso nord-ovest e nord est essa si propagò un po' più sensibilmente della scossa del 25 novembre: risultò infatti di IV grado nei paesi di *Sessano* e *Torella del Sannio*, nei quali la scossa del 25 novembre era stata solo leggermente avvertita. Di IV grado risultò anche a *Frosolone* e nella sua frazione di *S. Pietro in Valle*, a *Sant'Elena Sannita*, a *Molise* e a *Casalciprano*. Con intensità leggera o leggerissima fu percepita nella città d'*Isernia* e nei paesi di *Bagnoli del Trigno*, *Sant'Agapito*, *Fontegreca* e *Raviscanina*.

Un'altra scossa meritevole di menzione si verificò il 2 dicembre 1956 alle $09^h 35^m$. È da supporre però che l'epicentro sia stato questa volta fra *S. Angelo in Grotte* e *Sessano*, a qualche chilometro di distanza da quello relativo alla scossa del 25 novembre. Sembra infatti che nelle predette due località e in *Carpinone* il movimento tellurico sia stato avvertito con intensità maggiore (IV-V grado) che negli altri paesi della zona. Di IV grado risultò a *Macchiagodena*, a *Civitanova del Sannio*, a *Sant'Elena Sannita*, a *Casalciprano* ed a *Pesche*; di II grado a *Frosolone* e ad *Acquevive*.

Anno 1957

73. 25 gennaio **Pizzoli** (L'Aquila) Grado V-VI

La mattina del 25 gennaio 1957, alle $05^h 40^m$ circa, le popolazioni di numerosi paesi delle province dell'Aquila e di Teramo furono destate da una sensibile scossa di terremoto preceduta ed accompagnata, in alcune località, da intensi boati.

La maggiore intensità della scossa, valutabile fra il V ed il VI grado, fu accertata in una ristretta zona situata a NW della città dell'Aquila e comprendente i paesi di *Pizzoli*, di *Marruci* (frazione di Pizzoli) e di *Barete*. In tale zona, ove con molta probabilità può essere posto l'epicentro, la scossa venne sentita da tutti gli abitanti, gran parte dei quali, in preda allo spavento, abbandonarono le case accampandosi nella campagna circostante. Non si ebbero però danni di rilievo; solo si aggravarono alcune lesioni già esistenti in qualche edificio vecchio e di difettosa costruzione.

Il movimento tellurico fu sensibilmente avvertito su di un'area assai estesa in confronto alla limitatezza della zona epicentrale. Risultò infatti di IV grado nei comuni di *Montereale*, *Capitignano*, *Cagnano Amiterno*, *Tornimparte*, *Rocca di Mezzo*, *Caporciano* ed *Ofena*, tutti in provincia dell'Aquila; nella città dell'*Aquila* e nelle sue numerose frazioni; nei comuni di *Isola del Gran Sasso d'Italia*, di *Tossicia* e di *Montorio al Vomano*, in provincia di Teramo. Tale area pertanto, come appare dalla figura 46, si estende lungo la Valle del Fiume Aterno, abbraccia una parte dell'altopiano di Rocca di Mezzo e, attraverso il Gran Sasso d'Italia, si protende in provincia di Teramo, oltre le valli dei Fiumi Vomano e Mavone.

La scossa si propagò anche nei Monti della Laga, giungendo con leggera intensità nel territorio dei comuni di *Rocca S. Maria* e di *Valle Castellana*. Leggermente avvertita fu anche a *Pietracamela* (Teramo), a *Cittareale*, *Borbona* e *Rocca di Corno*, in provincia di Rieti; ad *Ovindoli*, *Rovere*, *Navelli* e *Capestrano*, in provincia dell'Aquila.

Leggerissima fu percepita nella città di *Teramo*.

Il sisma fu registrato negli Osservatorî dell'Aquila, di Collurania (Teramo) e di Roma.

1957

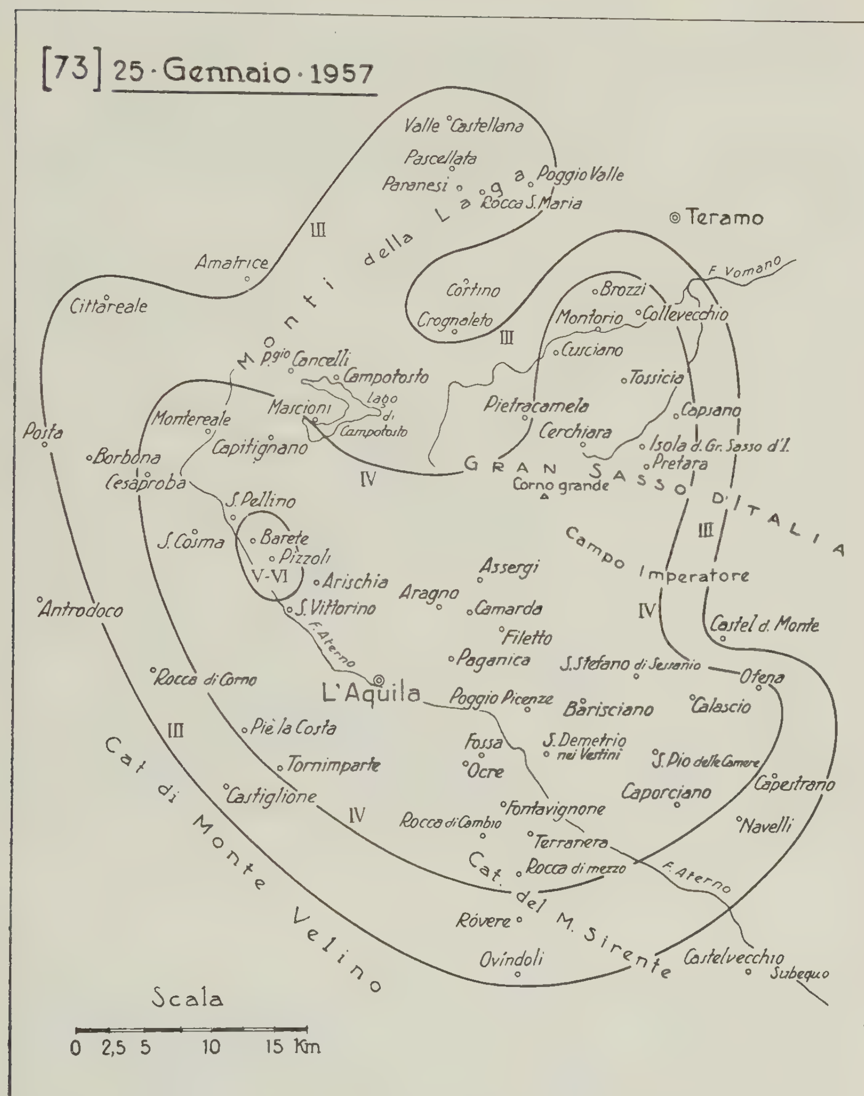


Fig. 46

74. 10 febbraio **Tolmezzo** (Udine) Grado V

Il 10 febbraio 1957, alle 01h 15m circa, nei comuni di *Tolmezzo* e di *Arta*, accompagnata da un forte rombo, si verificò una scossa di terremoto della durata di 3-4 secondi e di un'intensità giudicata pari al V

grado Mercalli. L'epicentro fu probabilmente tra Tolmezzo ed Arta poichè solo in tali località il sisma raggiunse l'intensità predetta.

A *Paularo*, *Ligosullo*, *Villa Santina*, *Verzegnis* e *Andreis* la scossa fu avvertita di IV grado; di III a *Paluzza*, *Sutrio*, *Ravascletto*, *S. Stefano di Cadore*, *Spilimbergo*, *Artegna*, *Gemona del Friuli*, *Resiutta* e *Tarvisio*.

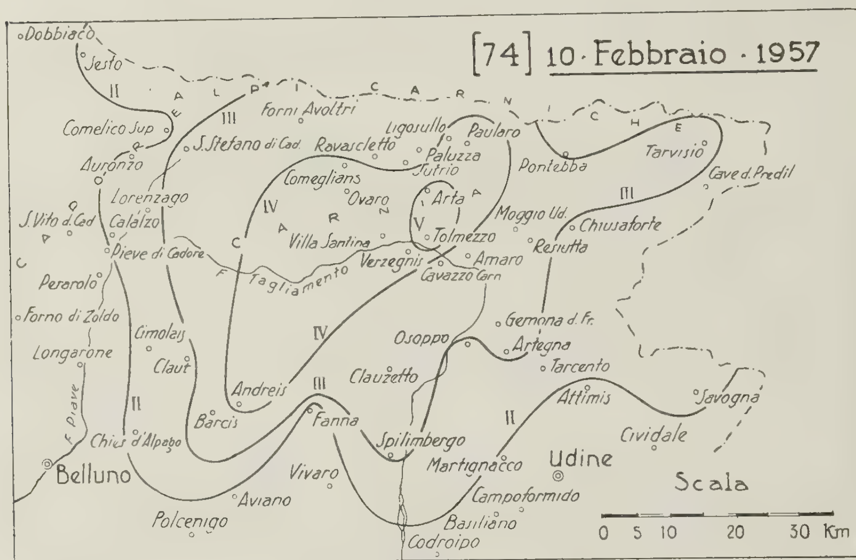


Fig. 47

Come appare dalla figura 47, nella quale sono state tracciate le isosiste limitatamente al territorio italiano, l'estensione macrosismica fu notevole. Assai diversa fu però la propagazione del movimento nelle varie direzioni. Così, ad esempio, la isosista di IV grado, che a sud e sud-est di Tolmezzo risulta molto ravvicinata alla zona epicentrale indicando una brusca diminuzione d'intensità, si protende invece ampiamente in direzione sud-ovest, fin oltre il territorio del comune di Andreis.

La regione italiana ove la scossa si rese percettibile all'uomo ha ai suoi limiti i paesi di *Sesto*, in provincia di *Bolzano*; di *Auronzo*, *Calalzo* e *Chies d'Alpago*, in provincia di Belluno; di *Cimolais*, *Fanna*, *Tarcento* e *Savogna*, in provincia di Udine.

1957

75. 18 febbraio **Paluzza** (Udine) Grado V

Dopo pochi giorni dalla scossa di cui sopra si è detto, e precisamente alle 8h52m del 18 febbraio, un altro forte movimento tellurico ebbe luogo nelle Alpi Carniche. Il suo epicentro fu certamente assai prossimo a quello del terremoto del 5 novembre 1956 (n. 69). La maggiore intensità (V grado) si manifestò infatti in una ristretta zona comprendente i soli

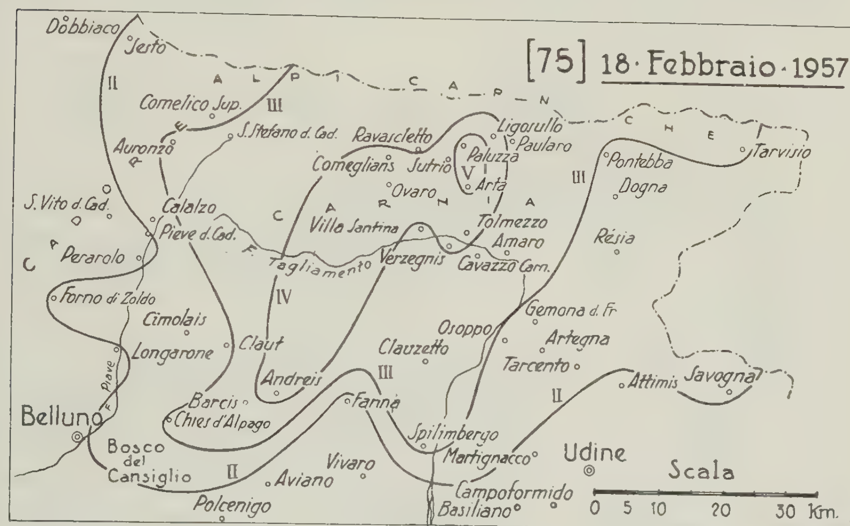


Fig. 48

comuni di *Paluzza* e di *Arta*. In queste località il movimento tellurico, accompagnato da intensi rombi, venne sentito con carattere prevalentemente sussultorio ed ebbe una durata di 3-4 secondi.

Con sensibile intensità (IV grado), la scossa fu avvertita in una zona piuttosto ampia estendentesi principalmente in direzione sud-ovest (come la zona isosismica di pari grado del terremoto del 10 febbraio) e racchiudente nel suo interno i comuni di *Ligosullo*, *Sutrio*, *Comeglians*, *Tolmezzo* ed *Andreis*.

La propagazione macrosismica fu all'incirca uguale a quella della scossa avvenuta il 10 febbraio 1957 (v. fig. 48).

76. 23 febbraio **S. Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado V

Un movimento tellurico sussultorio di forte intensità e della durata di circa 5 secondi, si verificò a *S. Giovanni Rotondo* verso le 8^h40^m del 23 febbraio 1957. Non provocò alcun danno agli edifici, ma fu avvertito da tutti con grande spavento nelle case e da moltissimi anche nelle strade.

La scossa, che fu accompagnata da un forte boato, ebbe però una propagazione limitatissima; passò infatti quasi inosservata nei paesi circostanti.

77. 3 marzo **Zafferana Etnea** (Catania) Grado V-VI

Una scossa di terremoto, sussultoria, di V-VI grado e della durata di 4 secondi, colpì *Zafferana Etnea* alle 10^h26^m circa del 3 marzo 1957. Avvertita con spavento da tutti gli abitanti del Comune, causò caduta di calcinacci in alcune case e il crollo di muri a secco, già pericolanti, nelle campagne.

Questa scossa, verificatasi qualche giorno dopo la fine di un breve periodo di attività esplosiva dell'Etna, fu avvertita con varia intensità, ma ovunque inferiore a quella manifestatasi nel comune di Zafferana, in diversi paesi situati sui fianchi del grande vulcano. Le notizie macrosismiche pervenuteci non sono però sufficienti per tracciare le isosiste del movimento tellurico. Possiamo solo dire che la sua propagazione, come generalmente accade per i sismi di origine vulcanica, si verificò entro una superficie di estensione molto limitata. Esso fu sensibile a *Giarre*; leggero nella città di *Catania* e nei paesi di *Maletto*, *Bronte*, *Belpasso* e *Carruba* (frazione di Riposto); leggerissimo a *Riposto*, *Fiumefreddo di Sicilia*, *Piedimonte Etneo*, *Tremestieri Etneo* e *Castiglione di Sicilia*. Passò inavvertito a *Randazzo*, *Biancavilla*, *S. Maria di Licodia*, *Camporotondo Etneo*, *Pedara* e *Trecastagni*.

78. 8 marzo **Ragusa** Grado V

Verso le 03^h18^m dell'8 marzo 1957, una scossa di terremoto abbastanza forte si verificò nella parte sud-orientale della Sicilia e venne particolarmente avvertita a sud dei Monti Iblei, in una zona di forma presso che ellittica con l'asse maggiore lungo la valle del Fiume Irminio. Tale zona,

in cui probabilmente si trovò l'epicentro, comprende le città di *Ragusa* e di *Modica* ed i paesi di *Chiaramonte Gulfi* e *Giarratana*. In queste località la scossa fu valutata di V grado, ebbe una durata di 5-8 secondi e venne avvertita, con vivo allarme delle popolazioni, insieme a rombi piuttosto intensi.

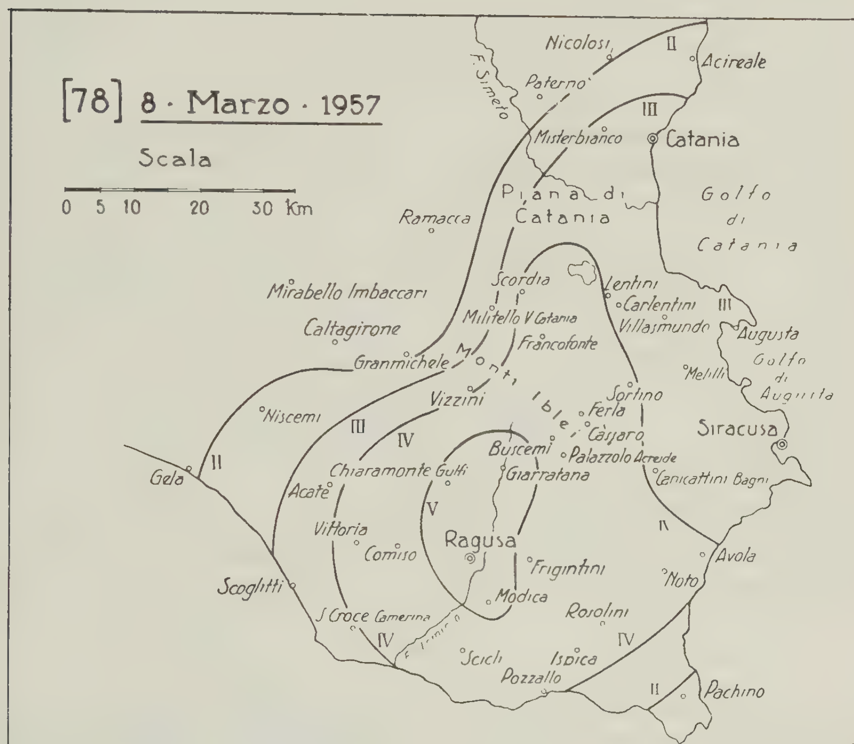


Fig. 49

La scossa risultò sensibile (v. fig. 49) a *Vittoria*, *Comiso*, *Scicli*, *Pozzallo*, *Ispica*, *Frigintini*, in provincia di Ragusa; a *Buscemi*, *Sortino*, *Rosolini*, *Cassaro*, *Noto*, *Avola*, *Palazzolo Acreide*, *Francofonte*, in provincia di Siracusa e a *Scordia*, in provincia di Catania. Nella città di *Catania* e in diverse località del Catanese fu avvertita leggermente; pure leggermente nella città di *Siracusa* e nei comuni di *Augusta*, *Canicattini Bagni*, *Melilli*, *Lentini*, *Carlentini*, tutti in provincia di Siracusa.

Con intensità leggerissima fu percepita a *Niscemi* (Caltanissetta), a *Militello Val Catania* e in alcuni centri delle pendici orientali e sud-

orientali dell'Etna, come *Giarre* ed *Acireale*. Del tutto inosservata passò a *Pachino* e nell'estrema punta sud-orientale della Sicilia.

Venne registrata negli Osservatorî di Reggio Calabria e di Messina. L'ora origine dedotta dalle registrazioni fu $03^h17^m52^s$.

Si ebbe una replica nella stessa giornata alle 13^h25^m circa.

79. 8 marzo **Sanremo - Taggia** (Imperia) Grado V

Una scossa tellurica ondulatoria di brevissima durata (1-2 secondi) ma abbastanza intensa (V grado), il cui epicentro probabilmente fu in mare, venne avvertita, alle 5^h12^m circa dell'8 marzo 1957, a *Sanremo*



Fig. 50

e a *Taggia*. Sulla Riviera Ligure fu percepita con varia intensità da Ventimiglia a Diano Marina: di IV grado a *Bordighera* e ad *Ospedaletti*; di III a *Ventimiglia*, a *Riva Ligure*, a *S. Stefano* e a *S. Lorenzo al Mare*; di II ad *Imperia* e a *Diano Marina*.

Nel retroterra il movimento tellurico fu avvertito sensibilmente a *Vallecrosia*, a *Ceriana* e a *Castellaro*; leggermente a *Camporosso*, *Baiardo* e *Montalto Ligure*.

Dalle isosiste della fig. 50 si rileva la modesta estensione macrosismica della scossa.

Due leggere scosse premonitorie erano state avvertite, a Sanremo ed in altre località della Riviera di Ponente, pochi minuti prima della scossa delle 5^h12^m.

1957

80. 12 marzo **Norcia** (Perugia) Grado VI

Una scossa molto forte di terremoto si verificò il 12 marzo 1957, alle 17^h20^m circa, nella pianura umbra di S. Scolastica, a sud-ovest dei Monti Sibillini, raggiungendo la sua maggiore intensità (VI grado) nella

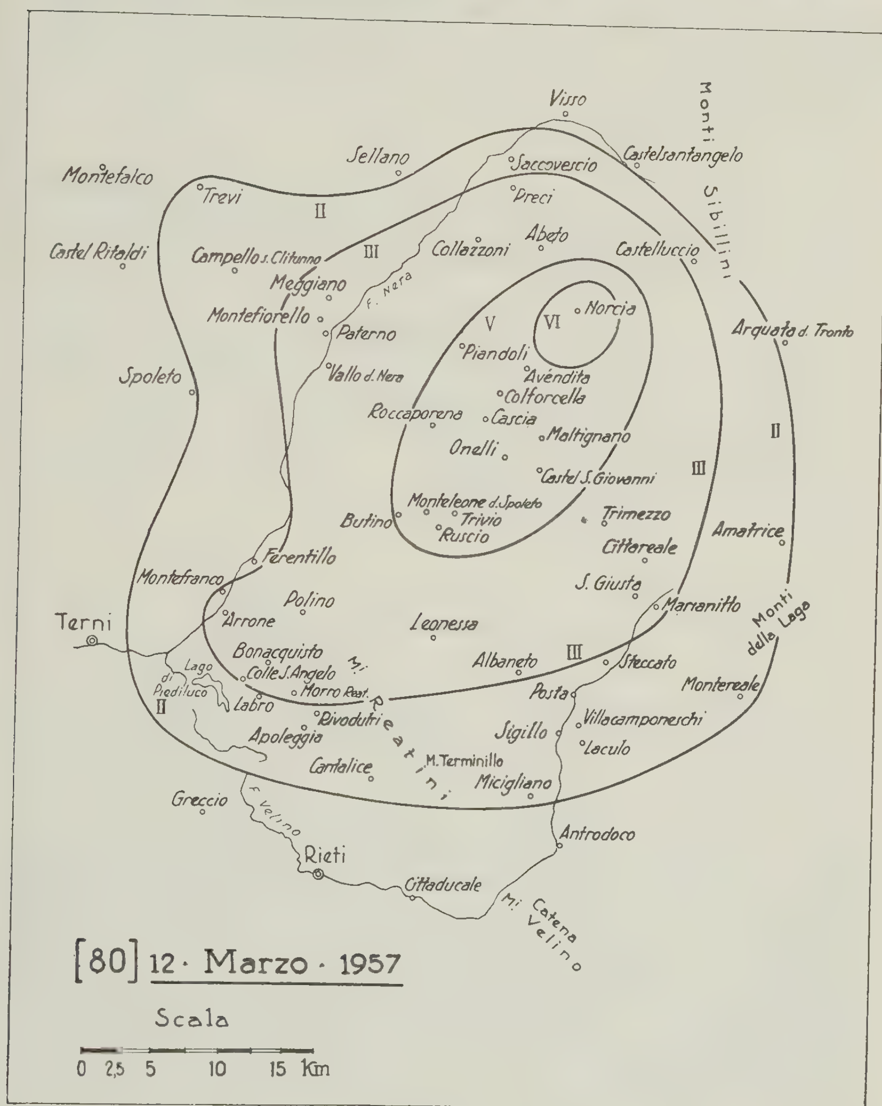


Fig. 51

cittadina di *Norcia* e nel territorio circostante. Ivi il movimento tellurico, sussultorio ed accompagnato da rombi, fu avvertito da tutti, sia all'aperto che nell'interno delle case, e causò la caduta di calcinacci e leggiere fenditure in numerosi edifici.

La propagazione macrosismica fu alquanto limitata. Verso nord e verso est il movimento decrebbe rapidamente d'intensità, sì da passare completamente inosservato ad *Arquata del Tronto*, a *Castel-Santangelo*, a *Visso* e a *Sellano*. Fu invece forte in tutto il territorio dei comuni di *Cascia* e di *Monteleone di Spoleto*. La isosista di V grado, come si vede in fig. 51, ha una forma ellittica con l'asse maggiore orientato da NE a SW.

L'intensità fu leggiera nei comuni di *Preci*, *Vallo di Nera*, *Montefranco*, *Arrone*, *Polino*, *Morro Reatino*, *Leonessa* e *Cittareale*; leggerissima, a *Trevi*, *Campello sul Clitunno*, *Cantalice*, *Rivodutri*, *Micigliano*, *Montereale*, *Amatrice*, ecc.

L'epicentro del sisma fu, con molta probabilità, nei pressi di Norcia.

Si ebbero registrazioni negli Osservatorî di Roma, Firenze e Prato. Da esse si potè desumere, come ora origine, il valore $17^h19^m18^s$.

Un'altra scossa, originata probabilmente dallo stesso ipocentro, ebbe luogo il 5 aprile 1957 alle 03^h20^m circa. Fu avvertita a Norcia di IV grado ed ebbe una propagazione limitatissima.

81. 13 marzo **Amatrice** (Rieti) - **Cascia** (Perugia) Grado V

Le notizie pervenuteci su questo movimento tellurico, verificatosi nella prima mattina del 13 marzo 1957, a poche ore di distanza da quello di cui si è detto al numero precedente, sono troppo scarse per poterne fissare le isosiste con sufficiente approssimazione. Secondo quanto ci risulta, la scossa fu avvertita con forte intensità (V grado) nei soli comuni di *Cascia*, *Monteleone di Spoleto* ed *Amatrice*, i primi due in provincia di Perugia ed il terzo in provincia di Rieti; con intensità mediocre nei comuni di *Preci* (Perugia) e di *Leonessa* (Rieti); con intensità leggera nei comuni di *Vallo di Nera* (Perugia), *Arrone*, *Polino*, *Montefranco* (Terni), *Cittareale*, *Posta*, *Greccio* (Rieti), *Montereale* (L'Aquila).

La scossa venne registrata nell'Osservatorio sismico di Roma, con inizio alle $04^h19^m06^s$.

82. 11 aprile **Petrella Salto - Varco Sabino** (Rieti) Grado VI

Il giorno 11 aprile 1957, alle $17^h 19^m 14^s$, una leggiera scossa di terremoto fu avvertita a Roma da numerose persone, specialmente nei quartieri situati nella zona nord-orientale della città, quali il Nomentano, il Macao, il Tufello e Montesacro. L'epicentro, determinato in base alle

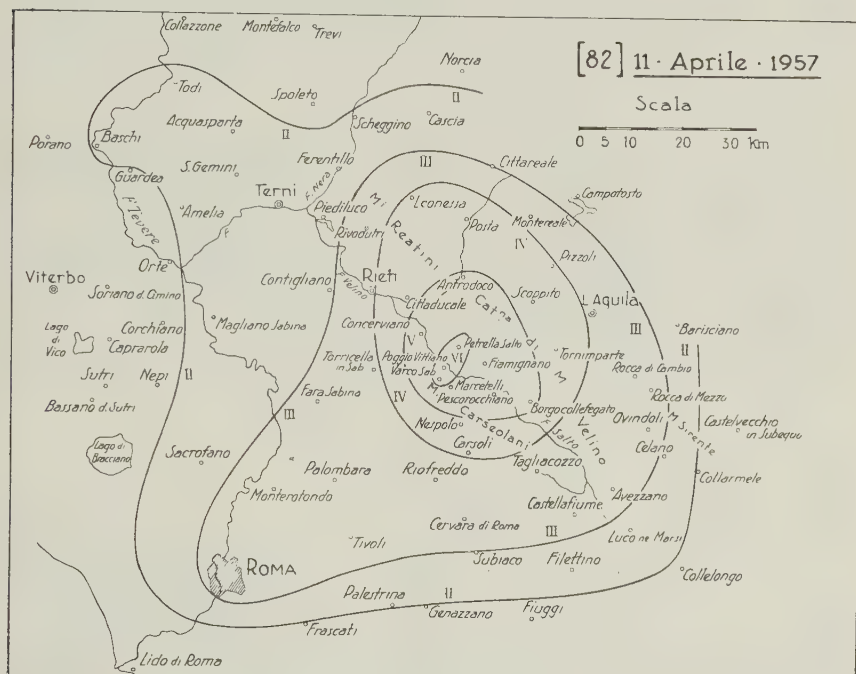


Fig. 52

registrazioni sismografiche ottenute nell'Osservatorio di Roma dell'I.N.G., risultò nel punto di coordinate 42° 17′ N e 13° 02′ E, e cioè nella valle del Fiume Salto fra la Catena dei Monti Carseolani e quella del Monte Velino, ad una distanza da Roma di circa 60 chilometri in direzione nord-est. Le notizie macrosismiche successivamente pervenute confermavano tale determinazione. La maggiore intensità della scossa si era infatti avuta in una ristretta zona situata nella Valle Cicolana e comprendente i comuni di *Varco Sabino* e *Petrella Salto*. In tali località la scossa fu valutata di VI grado essendo stata da tutti molto fortemente sentita

ed avendo causato molte fenditure in case di vecchia costruzione. In nessun'altra località si ebbero a lamentare danni di sorta.

La fig. 52 mostra le linee isosiste tracciate in base alle notizie macrosismiche a nostra disposizione. La zona di forte intensità si estende tutta in provincia di Rieti ed abbraccia per intero la subregione nota con il nome di « Cicolano ». La scossa fu infatti sentita di V grado nei comuni di *Marcetelli*, *Pescorocchiano*, *Borgocollefegato*, *Fiamignano*, *Concerviano* ed *Antrodoco*. La zona isosismica di IV grado si estende in parte nella provincia di Rieti, con i comuni di *Leonessa*, *Posta*, *Cittaducale* e *Nespolo*, ed in parte in provincia dell'Aquila con i comuni di *Pizzoli*, *Scoppito*, *Tornimparte* e *Carsoli*.

La scossa fu avvertita inoltre leggermente a *Rieti*, a *L'Aquila* ed anche, come si è detto, nella città di *Roma*. Verso nord-ovest si propagò anche in Umbria giungendo con leggerissima intensità fin nei comuni di *Baschi* e di *Todi*. Sotto forma microsismica il movimento tellurico, la cui « magnitudo » calcolata in base ai sismogrammi ottenuti nell'I.N.G. risultò di 4,1, venne registrato anche negli Osservatorî di Firenze, di Prato e di Messina.

Una lieve replica si verificò alle $18^{h}50^{m}$ circa dello stesso giorno.

83-84. 17 aprile **Santa Sofia** (Forlì) Grado VII

Non erano trascorsi neanche cinque mesi dall'ultima scossa con la quale si era chiuso il lungo periodo sismico svoltosi nell'Appennino Tosco-Emiliano durante il 1956, quando s'iniziò nella stessa regione un'altra serie di movimenti tellurici, alcuni dei quali di grande violenza.

Il nuovo periodo sismico si aprì con una breve scossa di mediocre intensità avvertita nell'alta valle del Rabbi, specialmente nel comune di *Premilcuore*, alle $16^{h}40^{m}$ circa del 15 aprile 1957.

Il giorno 17, alle $03^{h}22^{m}36^{s}$, si verificò il primo massimo del periodo sismico. Una violenta scossa, valutabile di VII grado, si abbattè su *Santa Sofia*, sulle sue numerose frazioni, tra cui *Cabelli*, *Corniolo*, *Spinello*, e su *Monteguidi*, frazione del comune di Bagno di Romagna. Tutta la popolazione di questi centri, destata all'improvviso dal fortissimo movimento tellurico, abbandonò in preda al panico le abitazioni trascorrendo la notte all'aperto. Sensibili furono i danni negli edifici: caddero comignoli e tegole, vetri andarono in frantumi, numerose e serie lesioni si produssero nelle murature, particolarmente gravi in quelle dei fabbricati rurali.

La scossa, avvertita nelle predette località con carattere ondulatorio, ebbe una durata di circa cinque secondi e fu preceduta da un intenso boato. Per il suo epicentro, in base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Roma, Pavia, Bologna e Firenze, furono determinate nell'I.N.G. le coordinate 43° 54′ N e 11° 50′ E, le quali individuano un punto situato nella valle dell'Alto Bidente, qualche chilometro ad est del paesino di *Corniolo*.

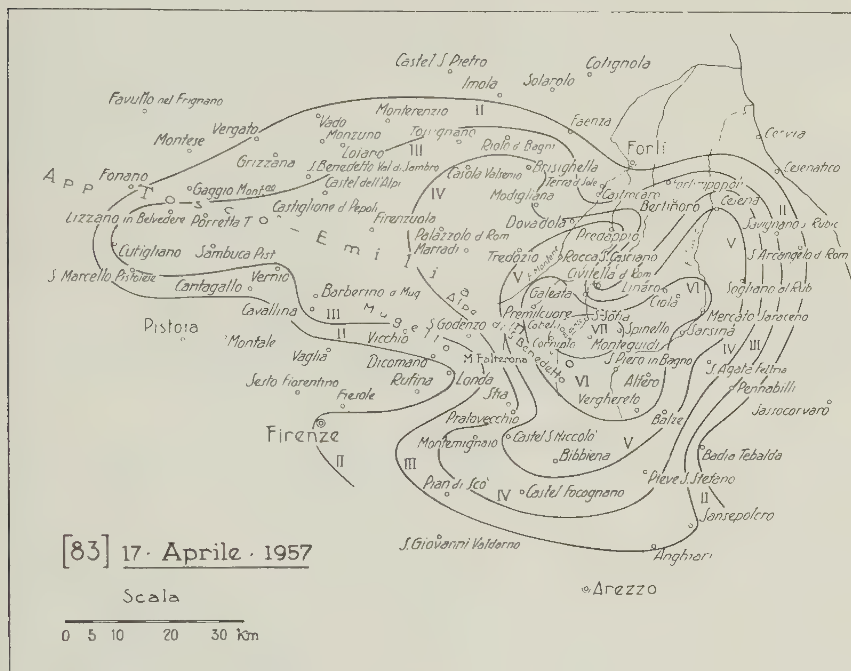


Fig. 53

La zona isosismica molto forte (VI grado), ove la scossa venne avvertita da tutti con grande spavento e si verificarono fenditure leggiere in case di vecchia costruzione, distacchi d'intonaco e crollo di qualche comignolo, fu alquanto vasta. Essa si estese infatti dall'Alta Valle del Montone alla Valle del Savio includendo i territori dei comuni di *Premilcuore*, *Verghereto*, *Bagno di Romagna* e *Mercato Saraceno*, tutti in provincia di Forlì.

È interessante, dal punto di vista macrosismico, la brusca diminuzione d'intensità subìta dal movimento tellurico lungo la Valle del Bidente verso *Galeata* e *Civitella di Romagna*, località che distano da

Santa Sofia 5 e 7 chilometri circa rispettivamente. Nella prima, la scossa fu sentita appena di V grado; nella seconda, solo di III. Notevolmente, invece, la scossa si propagò lungo tutta la Valle del Savio e lungo buona parte della Valle del Rabbi, così da giungere con intensità ancora forte nella città di *Cesena* e nel territorio del comune di *Predappio.*

Anche in altre direzioni, come appare dalla fig. 53, la propagazione energetica della scossa presentò sensibili discontinuità.

Oltre che nei comuni di Cesena e di Predappio, il movimento tellurico fu forte nei comuni di *Rocca S. Casciano* e *Sarsina*, in provincia di Forlì, ed in quelli di *Castel S. Niccolò* e *Bibbiena* in provincia di Arezzo. Fu sensibile a *Brisighella* e *Casola Valsenio* (Ravenna); a *Marradi*, *Tredozio* e *Dovadola* (Forlì); a *Montemignaio*, *Castel Focognano* e *Pieve S. Stefano* (Arezzo). Con intensità leggera e leggerissima fu avvertito in numerosi comuni delle province di Bologna, di Pistoia e di Firenze.

Poche ore dopo, alle $09^h 40^m 37^s$, una fortissima replica, di grado VII come la scossa precedente, ma di carattere sussultorio, colpì ancora la cittadina di *Santa Sofia* ed i paesi ad essa circostanti, portando lo sgomento nelle popolazioni ancora attendate fuori degli abitati, aggravando notevolmente le lesioni agli edifici e causandone delle nuove.

Anche questa scossa fu preceduta da un intenso boato e la sua propagazione macrosismica fu press'a poco uguale a quella della scossa precedente. Fu però meno intensa a *Mercato Saraceno* ed invece più forte a *Rocca S. Casciano*, ove raggiunse un'intensità di VI grado facendo crollare alcuni comignoli e causando leggiere fenditure in alcuni edifici.

Delle numerose repliche, susseguitesi fino alla fine di aprile, ci limitiamo a ricordare quelle di cui si son potute avere sicure notizie.

Il 17 aprile si ebbero: una scossa alle $10^h 30^m$ circa avvertita di IV-V grado a *Santa Sofia* e di IV a *Premilcuore*; una scossa alle $17^h 50^m$ circa, avvertita di IV grado a *Santa Sofia*, a *Galeata* e a *Premilcuore*; una scossa alle $18^h 10^m$ circa, avvertita di IV grado a *Santa Sofia.*

Il 18 aprile, alle $7^h 30^m$ ed alle $12^h 30^m$ rispettivamente, furono avvertite a *Santa Sofia* due scosse :la prima di III e la seconda di IV grado.

Il 19 aprile due scosse di IV grado si ebbero ancora a *Santa Sofia* alle $4^h 20^m$ ed alle $22^h 15^m$ rispettivamente.

Sempre a *Santa Sofia*, una scossa di IV grado si verificò alle 4^h del 20 aprile ed un'altra, pure di IV grado, alle $00^h 50^m$ del 21 aprile.

Una scossa di IV grado, infine, fu avvertita a *Galeata* il 27 aprile alle $22^h 17^m$.

1957

Il 30 aprile altri movimenti tellurici di mediocre intensità furono avvertiti a *Santa Sofia*, a *S. Piero in Bagno* e a *Galeata*. Ma essi, come si vedrà al numero seguente, furono originati da un ipocentro situato alquanto più a sud di quello da cui irradiarono i sismi di cui si è parlato.

85. 30 aprile **Pieve S. Stefano** (Arezzo) Grado VI

Era appena terminato il periodo simico della zona di Santa Sofia, quando, una trentina di chilometri più a sud, s'iniziò un'altra serie di movimenti tellurici.

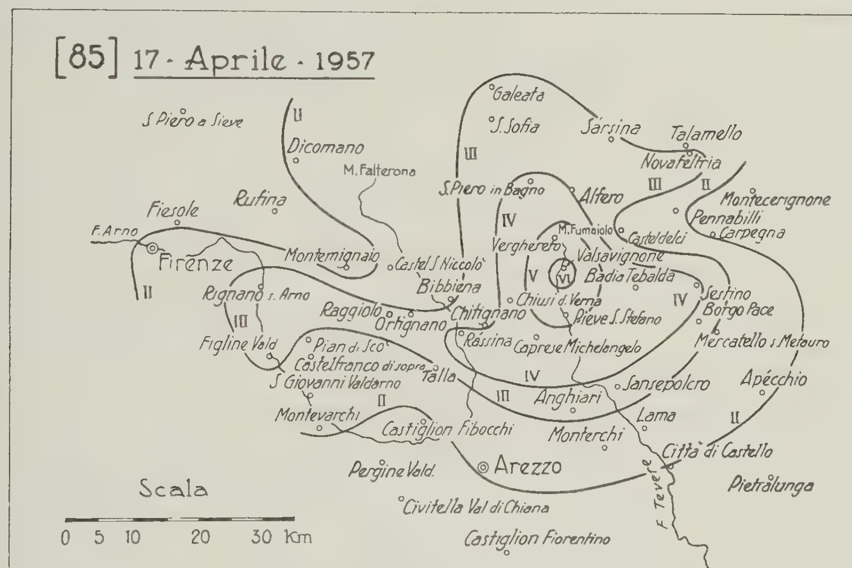


Fig. 54

Alle 7h05m circa del 30 aprile 1957, una forte scossa sussultoria si verificò nel territorio del comune di *Pieve S. Stefano* colpendo in particolar modo la frazione di *Valsavignone* ove si ebbero leggiere fenditure in diverse abitazioni. Solo in quest'ultima località, situata circa 8 chilometri a sud del Monte Fumaiolo, fu riscontrata la maggiore intensità della scossa (VI grado); è da ritenere pertanto che nei suoi pressi immediati debba essere stato l'epicentro, alle cui coordinate, data l'estrema limitatezza della zona megasismica, possono con buona approssimazione essere assegnati i valori 43° 43′ N e 12° 02′ E.

La scossa fu forte a *Pieve S. Stefano* e a *Verghereto*; sensibile a *S. Piero in Bagno*, *Sestino*, *Caprese Michelangelo*, *Rassina* (fraz. di Castel Focognano) e *Chiusi della Verna*; leggera a *Galeata*, *Santa Sofia*, *Sarsina*, *Novafeltria*, *Borgo Pace*, *Sansepolcro*, *Anghiari*, *Ortignano Reggiolo*, *Rignano sull'Arno* e *Figline Valdarno*. Con leggerissima intensità fu percepita nelle città di *Firenze* e di *Arezzo*, in varie località delle rispettive province ed in altre località delle province di Forlì e di Pesaro. La figura 54 ne dà l'approssimativa estensione macrosismica.

L'ora della scossa all'epicentro dedotta dalle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Firenze, di Roma e di Prato, può ritenersi $07^h05^m08^h$.

Nella stessa giornata si ebbero delle repliche di mediocre intensità verso le 07^h10^m, 07^h30^m, 09^h32^m e verso le 10^h05^m. Altre repliche seguirono nel giorno successivo ma furono tutte di leggiera o leggerissima in tensità, eccetto una, verificatasi verso le 02^h10^m che fu avvertita di IV grado nella zona di *Valsavignone*.

86. 3 maggio **Sant'Ilario** (Potenza) Grado V-VI

A circa 04^h07^m del 3 maggio 1957, una scossa d'intensità abbastanza forte ebbe luogo in provincia di Potenza, in una ristretta zona situata una quindicina di chilometri a sud del Vulture. La massima intensità, che fu di V-VI grado, si verificò nel paese di *Sant'Ilario*, frazione del Comune di *Atella*. Ivi la scossa, ondulatoria, fu sentita da tutta la

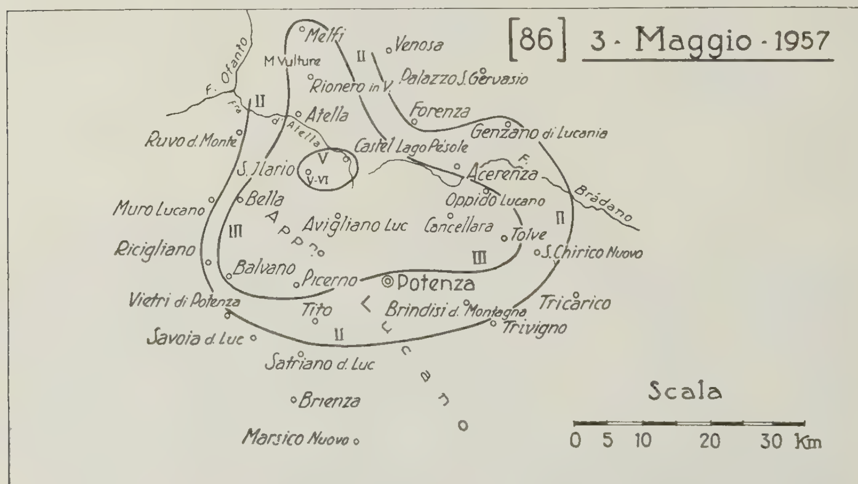


Fig. 55

popolazione con grande spavento e causò leggerissime fenditure in alcune case. Nel vicino paesetto di *Lagopesole*, noto per il mirabile Castello svevo, il movimento tellurico fu sentito di V grado e con carattere pure ondulatorio.

In tutte le altre località vicine l'intensità fu alquanto minore sicchè è da ritenere che l'epicentro sia stato nei pressi immediati di *Sant'Ilario*. Con approssimazione, crediamo, sufficiente, possono essere assunti per le coordinate epicentrali i valori 40° 48′ N e 15° 42′ E.

L'area macrosismica, come risulta dalla figura 55, fu di piccola estensione. La scossa fu avvertita leggermente nei comuni di *Melfi*, *Rionero in Vulture*, *Tolve*, *Cancellara*, *Picerno*, *Balvano* e *Bella*, tutti della provincia di Potenza. Una piccola traccia di registrazione se ne ebbe dagli apparecchi dell'Osservatorio sismico di Messina.

Un'altra scossa si ebbe in provincia di Potenza il 3 maggio 1957. Essa si verificò alle $11^h 55^m$ circa e fu sentita con intensità di IV-V grado nel comune di *Lauria*, a sud del Monte Sirino. Scarsissime notizie abbiamo però potuto avere su questo movimento tellurico. Possiamo dire solo ch'esso si propagò sensibilmente fino a *Maratea*, sul Golfo di Policastro, e a *Latronico* in prossimità del Monte Alpi.

87. 6 maggio **Naso** (Messina) Grado V

Il 6 maggio 1957, alle $04^h 14^m$ circa, una scossa sussultoria-ondulatoria di V grado si verificò nella cittadina di *Naso*, in provincia di Messina, propagandosi, come mostra la fig. 56, in modo molto irregolare sia lungo la costa tirrenica che nell'entroterra. Il movimento tellurico fu sentito però fortemente solo nel comune di *Naso*; con mediocre intensità fu avvertito a *S. Agata Militello*, *Militello Rosmarino*, *Longi*, *Galati Mamertino*, *Capo d'Orlando*, *Piraino*, *S. Angelo di Brolo*, *Fùrnari* e, isolatamente, nel Comune di *Roccella Valdemone*. Fu registrato negli Osservatorî di Messina e di Reggio Calabria con inizi, rispettivamente, alle $04^h 14^m 01^s, 3$ e $04^h 14^m 02^s, 8$.

Nella stessa giornata, a brevi distanze di tempo l'una dall'altra, seguirono nella zona di Naso altre scosse tutte di leggera intensità, l'ultima delle quali ebbe luogo alle $06^h 40^m$ circa. Altre scosse, pure leggiere, avvertite anche a *Brolo* e a *S. Agata Militello*, si ebbero il 1° giugno 1957.

Alquanto dubbia, data l'irregolare distribuzione delle intensità, appare l'ubicazione dell'epicentro. Forse le scosse predette rappresentano

un lieve risveglio di qualcuno dei centri sismici esistenti lungo quel tratto della costa sicula che si estende da Capo d'Orlando a Capo Calavà, centri ben noti per le intense manifestazioni telluriche da essi irradiate nei

Fig. 56

secoli passati e che anche in tempi recenti (come, per esempio, il 15 dicembre 1931) hanno dato segni di attività con scuotimenti d'intensità all'incirca uguale a quella del sisma del 6 gennaio 1957, di cui ora si è detto.

88. 11 maggio **Sambuca di Sicilia** (Agrigento) **S. Margherita Belice** (») Grado V

Pochi giorni dopo i movimenti tellurici della zona di Naso, due altre scosse si verificarono in Sicilia, questa volta però nella parte sud-occidentale dell'Isola, e precisamente in provincia di Agrigento nella zona compresa fra le valli dei fiumi Belice e Verdura.

La prima scossa, che fu registrata debolmente nell'Osservatorio di Messina, avvenne alle $01^h 45^m$ circa dell'11 maggio e fu sentita con in-

tensità di V grado a *Sambuca di Sicilia* e a *S. Margherita di Belice*. Ebbe carattere sussultorio, una durata di 3-4 secondi e fu accompagnata da un forte boato. A *Caltabellotta* fu avvertita sensibilmente (IV grado) e con carattere pure sussultorio. D'intensità tra leggiera e mediocre (III-IV grado) risultò nella città di *Sciacca*, nei cui pressi, com'è noto, esiste un centro sismico, probabilmente sottomarino, di discreta attività.

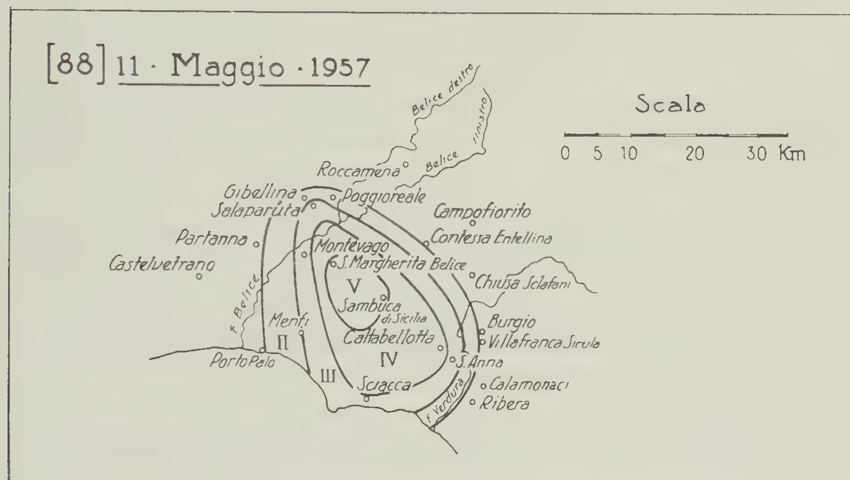


Fig. 57

La propagazione macrosismica, come appare dalla fig. 57, fu assai limitata. La scossa venne infatti percepita con intensità leggiera o leggerissima a *S. Anna* (fraz. di Caltabellotta) e nei comuni di *Menfi*, *Montevago*, *Gibellina*, *Salaparuta*, mentre passò del tutto inosservata nei centri di *Ribera*, *Villafranca Sicula*, *Burgio*, *Chiusa Sclafani*, *Contessa Entellina*, *Partanna*.

La seconda scossa, non registrata in alcun Osservatorio, si verificò appena un'ora dopo la prima, alle 02^h43^m circa. Essa risultò però sensibile solo a Sciacca, ove raggiunse un'intensità di IV-V grado provocando vivo allarme nella popolazione. Fra le località sopra menzionate, solo a *Sambuca di Sicilia* fu leggermente avvertita; nelle altre, o passò del tutto inosservata o fu percepita solo da qualche persona e con lievissima intensità.

È da ritenere pertanto che le due scosse siano state originate da centri sismici diversi. La seconda, probabilmente, da quello di Sciacca, sopra accennato, e la prima da un centro sismico situato fra Sciacca e Sambuca di Sicilia.

89. 16 maggio **Force** (Ascoli Piceno) Grado V

Il 16 maggio 1957, alle $22^h 52^m$ circa, una scossa sismica di V grado colpì il territorio del comune di *Force*, propagandosi di là con intensità via via decrescente a quasi tutta la provincia di Ascoli Piceno ed anche a molte località delle province di Macerata e di Teramo.

Le notizie a nostra disposizione su questo movimento tellurico, per quanto non sufficienti per poter tracciare le curve isosiste e delimitare la totalità dell'area scossa, ci permettono tuttavia di asserire che la propagazione macrosismica, in relazione alla intensità non molto elevata, fu piuttosto ampia. Il sisma fu infatti avvertito di IV grado nella città di *Ascoli Piceno* e in tutto il suo territorio comunale, nei comuni di *Castel di Lama*, *Castorano*, *Rotella*, *Montelparo*, *Amandola*, *S. Vittoria in Matemano* e *Monterubbiano*, tutti della provincia di Ascoli. Pure con intensità di IV grado fu avvertito a *Nereto*, in provincia di Teramo; a *S. Severino Marche*, a *Mogliano* e a *Tolentino*, in provincia di Macerata. A *Rapagnano* e *Montegiorgio* (Ascoli Piceno) e a *Torricella Sicura* (Teramo) fu percepito leggermente.

La scossa fu registrata negli Osservatorî di Roma e di Firenze, ove i primi impulsi arrivarono rispettivamente alle $22^h 53^m 34^s$ e alle $22^h 53^m 40^s$.

90. 21 maggio **Palermo** Grado IV-V

Il 21 maggio 1957, dai sismografi di quasi tutti gli Osservatorî italiani e di molti Osservatorî stranieri venne registrato un sisma di origine probabilmente profonda e per il cui epicentro, dall'U.S.C.G.S., vennero assegnate le coordinate $38^\circ \frac{1}{2}$ N e 14° E, individuanti un punto situato nel Basso Tirreno, una trentina di chilometri ad ovest dell'Isola di Alicudi.

Il sisma fu macrosismicamente avvertito nella provincia di Palermo, ma assai scarse sono le notizie che abbiamo potuto raccogliere al riguardo. Sappiamo solo che il movimento tellurico risultò sensibile nella città di *Palermo*, ove destò un certo allarme nella popolazione, nelle località costiere del Golfo di Carini e nel territorio del comune di *Torretta*, mentre passò inosservato a *Bagheria* e ad *Altavilla Milicia*.

Il primo impulso, nelle registrazioni degli Osservatorî di Messina e Reggio Calabria, i più vicini alla zona epicentrale, si ebbe alle $12^h 44^m 30^s,4$ e alle $12^h 44^m 32^s,2$ rispettivamente.

Una scossa, che può considerarsi premonitoria di quella di cui ora si è detto, fu avvertita a Palermo alle 20^{h}58^m circa del 20 maggio. Essa ebbe lo stesso epicentro e fu registrata in numerosi Osservatori italiani e stranieri.

91. 22 maggio **Santa Sofia** (Forlì) Grado V

Una breve ripresa di movimenti tellurici, che può considerarsi come un prolungamento dell'intenso periodo sismico svoltosi durante il mese di aprile nell'Appennino Emiliano, si ebbe nella zona di Santa Sofia nei giorni 21 e 22 maggio 1957.

Una prima scossa, di IV grado, accompagnata da rombo e della durata di circa 4 secondi, fu avvertita a *Santa Sofia* alle 12^{h}10^m circa del 21 maggio. Ad essa seguì una replica di leggera intensità alle 12^{h}30^m circa.

Il giorno 22, verso le 12^{h}05^m, una scossa forte (V grado) e della durata di 3-4 secondi colpì ancora *Santa Sofia* aggravando sensibilmente le lesioni già prodotte nelle abitazioni dalle scosse del mese precedente. La sua propagazione fu alquanto limitata: venne avvertita di IV-V grado a *Galeata*, di III a *Rocca S. Casciano* e a *Verghereto*, di II a *Premilcuore*. Passò del tutto inavvertita nei comuni di *Sarsina*, *Forlimpopoli*, *S. Arcangelo di Romagna* e *Cesena*.

Di questa scossa si ebbero registrazioni negli Osservatorî di Firenze, di Prato e di Bologna.

L'ultima replica, avvertita a *Santa Sofia* con lieve intensità, si verificò alle 15^{h}30^m circa del 22 maggio.

92. 22 maggio **Mammola** (Reggio Calabria) Grado VI

Il 22 maggio 1957, alle 12^{h}54^m circa, una scossa tellurica fu avvertita, con intensità quasi ovunque modesta, in diverse località dell'Appennino Calabro compreso fra il Massiccio dell'Aspromonte e la cosiddetta Gola di Marcellinara, l'insellatura che mette in comunicazione gli opposti Golfi di Squillace e di S. Eufemia. In una piccolissima zona peraltro, comprendente il solo comune di *Mammola* (Reggio Calabria), la scossa risultò molto forte raggiungendo un'intensità che, dagli effetti dinamici denunciati, può essere valutata di VI grado almeno. Nel comune predetto essa fu infatti sentita da tutta la popolazione con spavento generale e fuga dalle case e determinò fenditure più o meno sensibili in

numerosi fabbricati. La zona megasismica fu però, come si è detto, estremamente ristretta: località assai prossime a Mammola, come *Grotteria* e *S. Giovanni di Gerace*, avvertirono il movimento tellurico solo con mediocre intensità. L'epicentro può ritenersi pertanto ubicato proprio nei pressi di Mammola, in un punto alle cui coordinate geografiche possono con buona approssimazione essere assegnati i valori 38° 22′ N e 16° 14′ E.

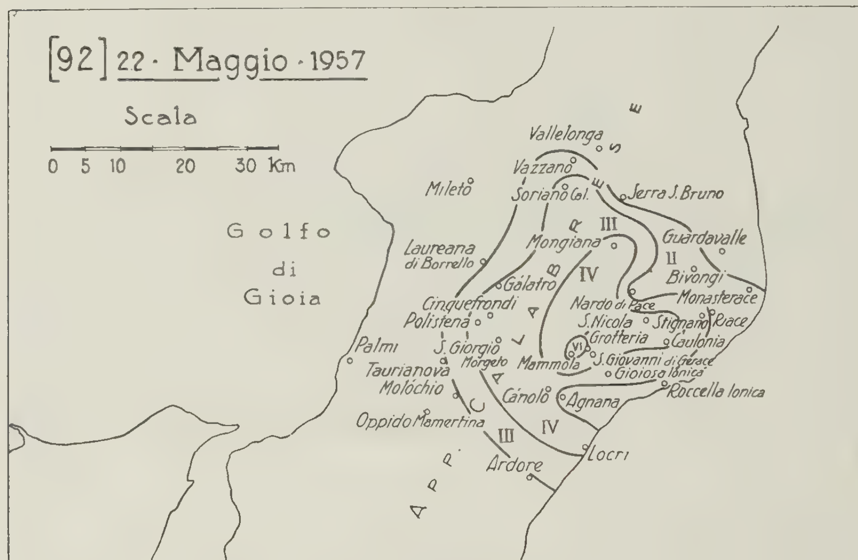


Fig. 58

La scossa fu avvertita mediocremente, oltre che nei comuni predetti, a *Caulonia* (Reggio Calabria) e a *Mongiana* (Catanzaro); leggermente a *Locri*, *S. Giorgio Morgeto*, *Polistena*, *Cinquefrondi*, *Galatro*, della provincia di Reggio, e a *Soriano Calabro*, in provincia di Catanzaro.

Dalla esiguità della zona ove la scossa risultò percettibile alle persone (fig. 58) si può inferire che assai piccola dovette essere la profondità ipocentrale.

La scossa fu registrata solo negli Osservatorî di Reggio Calabria e di Messina: nel primo, con inizio alle $12^h58^m08^s,3$ e, nel secondo, alle $12^h53^m09^s$.

1957

93. 29 maggio **Mammola** (Reggio Calabria) Grado V

Replica della scossa descritta nel numero precedente. Ebbe anche essa una propagazione limitatissima. Fu avvertita fortemente nel solo comune di Mammola e mediocremente nei comuni di *S. Giovanni di Gerace* e di *Stignano.* Leggera risultò a *Mongiana, Grotteria e Locri;* leggerissima a *Nardodipace.*

Non venne registrata in alcun Osservatorio.

94. 26 giugno **Force** (Ascoli Piceno) Grado V

Il 26 giugno 1957 si ebbero in provincia di Ascoli Piceno alcune scosse telluriche che possono considerarsi delle repliche di quella verificatesi il giorno 16 del mese precedente (n. 89).

La più forte, preceduta di pochi minuti da leggiere scossette, ebbe luogo alle 03^h25^m circa e, come quella del 16 maggio, raggiunse la sua maggiore intensità (V grado) nel territorio del comune di *Force*, ove fu sentita con vivo allarme da tutta la popolazione. Sensibilmente fu avvertita a *Montelparo*, a *S. Vittoria in Matemano*, a *Rotella* e nella città di *Ascoli Piceno*; leggermente a *Rapagnano*, *Montegiorgio*, *Amandola*, *Montefortino*, *Folignano* e *Montalto Marche.*

Dalle scarse notizie relative alle località ove la scossa fu percepita con leggerissima intensità o passò completamente inosservata, sembra potersi dedurre che la sua propagazione dovette essere un po' inferiore a quella della scossa del 16 maggio.

Due repliche di minore intensità si ebbero durante la stessa giornata del 26 giugno. L'una, mediocre, avvenuta alle 05^h15^m circa, fu avvertita a *Force*, a *Montelparo* e a *Rotella*; l'altra di IV-V grado, si verificò verso le 09^h38^m e fu avvertita, oltre che nelle località ora citate, anche a *Montegiorgio.*

Tutte le scosse predette, nei comuni di Force e Montelparo, furono precedute da un rombo piuttosto intenso.

95. 19 luglio **Spoleto** (Perugia) Grado VII

Nella seconda metà di luglio del 1957 un periodo sismico di breve durata ma piuttosto intenso ebbe luogo nel territorio spoletino. Le scosse ebbero tutte, anche la più forte, un'estensione macrosismica molto limi-

tata e i danni da esse causati, numerosi e di una certa gravità, si verificarono specialmente nella città di Spoleto.

Il periodo sismico ebbe inizio alle 06^h54^m circa del 17 luglio con una scossa preceduta da forti boati, avvertita solo a *Spoleto* e con mediocre intensità. Un'altra scossa, questa però molto forte ed avvertita anche nelle località limitrofe, avveniva circa mezz'ora dopo, alle 07^h25^m circa. Essa fu nettamente sussultoria ed ebbe una durata di 4-5 secondi. A Spoleto causò la caduta di qualche comignolo e lievi fenditure in alcune vecchie case di Via Aurelio Saffi e del quartiere Monterone, che è situato nella parte della città più prossima alle pendici di Monte Luco. La popolazione, allarmata, si riversava all'aperto sostando a lungo nelle piazze e nei giardini, lontano dagli edifici. Macrosismicamente questa scossa ebbe una propagazione limitatissima, essendo stata avvertita fortemente solo a Spoleto e lievemente nelle località vicine. Microsismicamente si propagò fino a Roma, ove dai sismografi venne debolmente registrata con inizio alle $07^h25^m18^s,6$.

Seguirono altre scosse a breve distanza di tempo l'una dall'altra, tutte accompagnate da rombi. Una di forte intensità (V grado) avvenne alle 7^h35^m ed altre due, leggiere, intorno alle 8^h40^m del giorno 17.

Sembrava che con queste ultime scosse i movimenti tellurici fossero completamente cessati ed ogni timore era oramai scomparso nella popolazione, quando la mattina del 19 luglio, alle 10^h04^m circa, sopravveniva un'altra fortissima scossa, la più violenta di tutto il periodo sismico, spargendo nuovamente il più vivo panico fra gli abitanti di Spoleto ed arrecando sensibili danni agli edifici della città. La scossa spiegò la sua maggiore intensità, corrispondente al VII grado della scala Mercalli, in quella parte di Spoleto che si estende alla sinistra del Torrente Tessino. Fu in tale zona appunto che numerosi edifici, pubblici e privati, ebbero a subire notevoli danni, consistenti in crolli di comignoli, lesioni di varia entità nei muri divisori ed in quelli portanti, distacchi verticali nelle connessioni dei muri e distacchi orizzontali in corrispondenza di soffitti e di tetti. Particolarmente colpite risultarono le abitazioni dei quartieri Monterone e S. Paolo. In quest'ultimo, anzi, alcune case dovettero, per precauzione, essere sgomberate e puntellate. Gravemente danneggiata fu la storica Porta Loreto e lievi lesioni si verificarono in alcuni punti delle antiche mura urbane. Qualche danno fu riscontrato anche nella parte occidentale della Rocca Albornoziana, imponente costruzione del XIV° secolo eretta sul Colle S. Elia, in posizione dominante sulla città.

Pochi e di molto minor rilievo furono i danni nella zona di Spoleto situata alla destra del Torrente Tessino. Ivi la scossa si manifestò con una

intensità valutabile di VI grado. Anche sul *Monte Luco*, la pittoresca montagna che col suo verde manto di lecci si eleva immediatamente a sud-est della città, da cui la separa la stretta valle del Tessino, la scossa fu avvertita molto fortemente ma non arrecò sensibili danni. Con fortissima intensità venne invece colpita la frazione di *Collerisana*, situata un paio di chilometri ad ovest di Spoleto, e assai elevata fu ivi la percentuale delle case più o meno gravemente danneggiate.

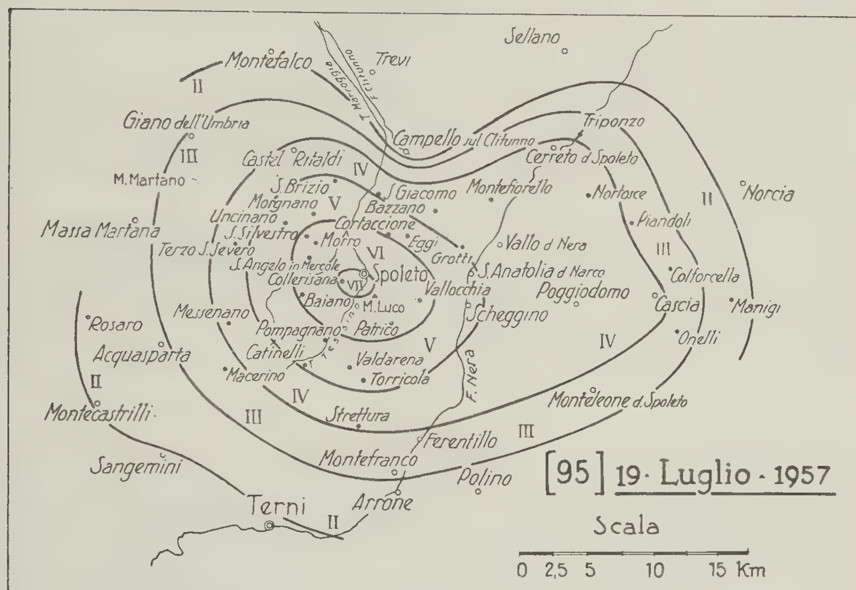


Fig. 59

Poichè in nessun'altra località la scossa raggiunse un'intensità corrispondente al VII grado, è da ritenere che l'epicentro si sia trovato fra la zona sud occidentale di Spoleto e la frazione di Collerisana, in un punto cui, con buona approssimazione, possono essere assegnate le coordinate 44° 44′ N e 12° 43′ 30″ E.

Certamente assai piccola fu la profondità dell'ipocentro. La scossa infatti, in relazione alla notevole sua intensità nella ristretta zona megasismica, ebbe una propagazione molto limitata. Si manifestò con intensità molto forte, arrecando qualche danno in abitazioni vecchie e di difettosa costruzione, nelle frazioni di *Cortaccione*, *S. Silvestro*, *S. Angelo in Mercole*, *Baiano*, *Patrico* e *Vallocchia*. Di V grado risultò nelle frazioni di *Uncinano*, *S. Brizio*, *Eggi*, *Catinelli*, *Pompagnano*, *Valdarena*,

Torrecola e nei comuni di *Scheggino* e *S. Anatolia di Narco*, in Val di Nera. Di IV grado fu avvertito a *Bazzano*, *Messenano*, *S. Giacomo* e *Strettura* (frazioni di Spoleto) e nei comuni di *Castel Ritaldi*, *Cerreto di Spoleto*, *Vallo di Nera*, *Poggiodomo* e *Cascia*.

La fig. 59 indica l'estensione approssimativa della zona ove la scossa si rese percettibile all'uomo. Con intensità strumentale il moto sismico giunse fino a Roma e Firenze, ove fu registrato dagli apparecchi con inizio rispettivamente alle $10^h04^m27^s,8$ e alle $10^h04^m34^s$.

Durante la giornata del 19 luglio si ebbero leggiere e brevissime repliche (della durata di 1 secondo) alle 10^h30^m, 11^h20^m, 12^h02^m e 14^h05^m; poi una di IV-V grado alle 16^h15^m. Il giorno successivo se ne ebbero tre, leggiere, alle 00^h30^m, 01^h45^m e 06^h45_m rispettivamente. Altre lievissime scosse seguirono fino al 26 luglio, dopo il qual giorno i movimenti tellurici locali cessarono completamente.

Un'altra scossa assai lieve fu avvertita a Spoleto verso le 5^h40^m del 12 novembre 1957. Si trattò però di un fenomeno sismico esocentrico originatosi nella zona montuosa compresa fra *Norcia*, *Cascia* e *Cerreto di Spoleto* ove raggiunse un'intensità non superiore al IV grado.

96. 27 luglio **S. Giovanni Rotondo** (Foggia) Grado V

Verso le 13^h58^m del 27 luglio 1957, una scossa valutata di V grado fu sentita da quasi tutti gli abitanti di *S. Giovanni Rotondo*. Ebbe una durata di 2-3 secondi e fu preceduta da rombi piuttosto intensi. Si trattò però di un fenomeno di carattere locale poichè al di là di una decina di chilometri da S. Giovanni Rotondo il movimento tellurico passò del tutto inavvertito.

Qualche giorno prima, e precisamente alle 12^h09^m del 22 luglio, una scossa di mediocre intensità (IV grado), anche questa di carattere locale, era stata avvertita a *Monte S. Angelo*.

Nessun Osservatorio registrò questi movimenti tellurici.

97. 23 agosto **Sillano - Piazza al Serchio** (Lucca) Grado V

La mattina del 23 agosto 1957, alle $06^h05^m30^s$, una sensibile scossa di terremoto fu sentita in alcune località della Garfagnana. Alle coordinate epicentrali, in base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Firenze, di Pavia e di Bologna, furono dall'I.N.G. assegnati i valori $44^o\,12'$ N

e 10° 18′ E, i quali individuano un punto situato nell'alta valle del Serchio, fra *Sillano* e *Piazza al Serchio.* In questi due paesi la scossa, valutata di V grado, fu sentita da tutta la popolazione, con forte tremolio di oggetti e con risveglio delle persone ancora addormentate.

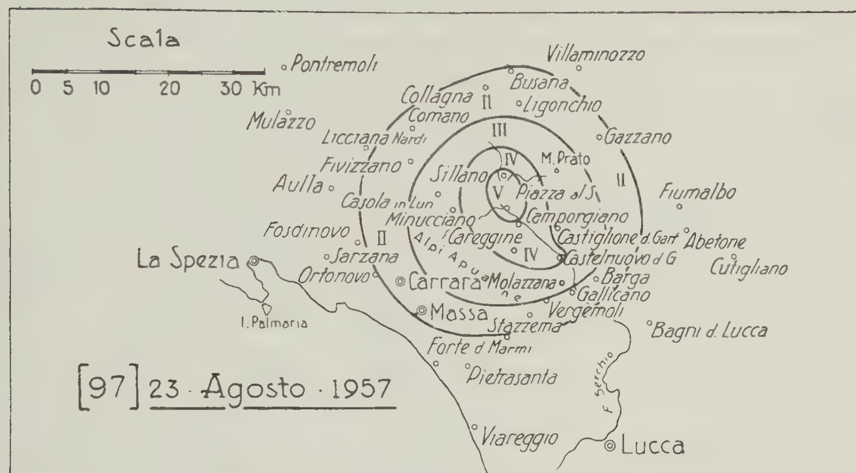


Fig. 60

Con intensità mediocre fu avvertita nei comuni di *Camporgiano, Carèggine* e *Castelnuovo di Garfagnana*; leggiera, in quelli di *Casola in Lunigiana, Molazzana* e *Castiglione di Garfagnana*; leggerissima, nelle città di *Massa* e *Carrara* ed in varie località delle province di Massa-Carrara e di Reggio Emilia.

In figura 60 si hanno le isosiste del movimento tellurico.

Non si ebbe notizia di alcuna replica.

98. 27 agosto **Zocca** (Modena) Grado VI

Il 27 agosto 1957 ebbe luogo nell'Appennino Modenese una notevole scossa di terremoto, la quale, per la sua vasta propagazione microsismica, potè essere registrata in tutti gli Osservatorî italiani ed anche in molti Osservatorî esteri. L'ora origine, la magnitudo e le coordinate epicentrali del sisma vennero calcolate dall'I.N.G. in base alle registrazioni ottenute negli Osservatorî italiani e si ebbero per esse rispettivamente i valori seguenti:

$$H = 12^h 54^m 40^s; \quad M = 4{,}8; \quad \varphi = 44^\circ 18' N, \quad \lambda = 10^\circ 57' E.$$

L'epicentro fu pertanto in provincia di Modena, sei chilometri circa a sud ovest di *Zocca*. In questa cittadina e nella zona circostante, la scossa, durata 3-4 secondi, ebbe carattere sussultorio e raggiunse un'intensità di VI grado. Fu sentita da tutti con spavento, sia nelle case che all'aperto, e causò fenditure in alcuni edifici di costruzione difettosa.

Assai estesa risultò la propagazione macrosismica (vedi figura 61). La scossa venne sentita fortemente a *Montese* e in diverse località della

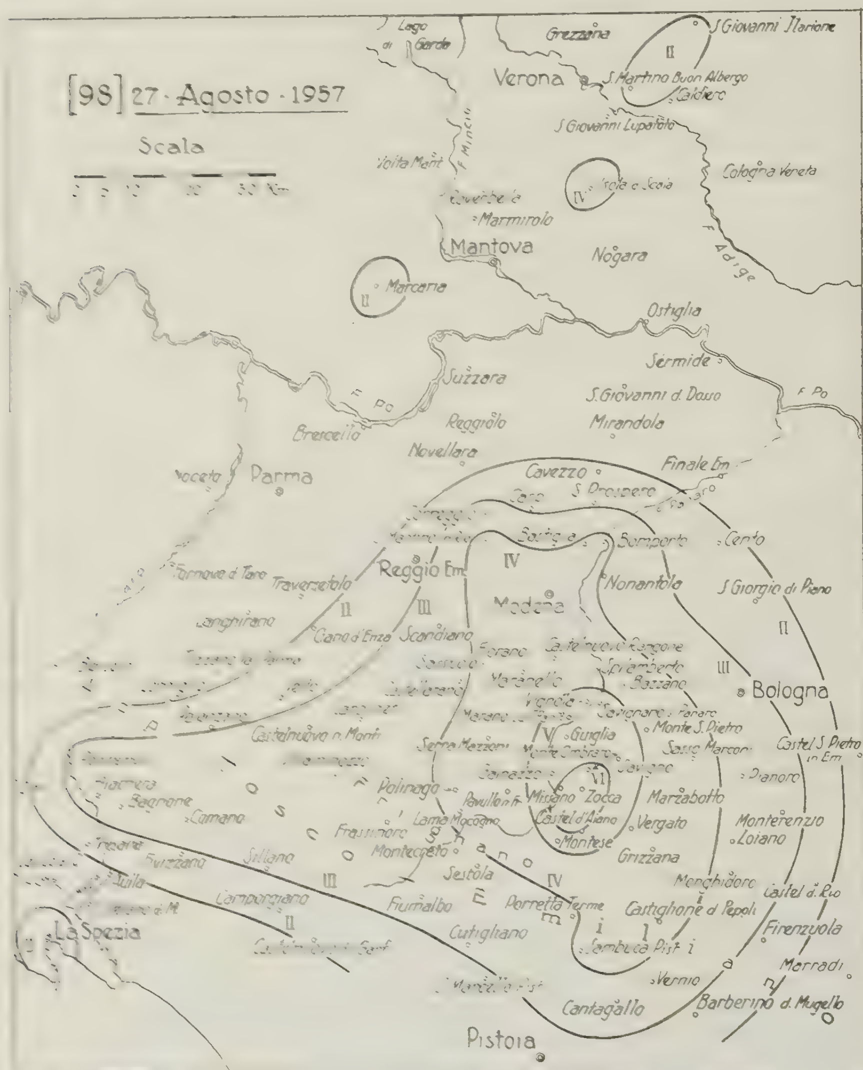


Fig. 61

1957

Valle del Panaro, come *Vignola*, *Savignano sul Panaro* e *Marano sul Panaro*; sensibilmente (IV grado) nella città di *Modena* e su tutta una ampia zona avente ai suoi limiti *Bastiglia*, *Bomporto*, *Polinago* e *Sassuolo*, della provincia di Modena, *Sasso Marconi*, e *Castiglione de' Pepoli*, della provincia di Bologna, *Sambuca Pistoiese* (Pistoia) e *S. Martino in Rio* (Reggio Emilia). Verso ovest giunse con leggera intensità fino a *Pontremoli*, nella Valle del Fiume Magra.

Nella propagazione del movimento tellurico si ebbero alcune irregolarità che possono essere spiegate con una profondità piuttosto accentuata dell'ipocentro. Esternamente infatti alla zona limitata della isosista di II grado, la scossa venne isolatamente avvertita nella città di *La Spezia* e in alcune località della Pianura Padana. Citiamo, fra queste ultime, *Isola della Scala* (Verona), ove la scossa fu distintamente avvertita come ondulatoria N-S e con intensità di IV grado.

Non si ebbero scosse premonitorie. Un movimento tellurico, di epicentro probabilmente assai prossimo a quello della scossa precedentemente descritta, si verificò qualche mese più tardi, precisamente il 6 novembre verso le 01^h05^m. Si trattò però di un fenomeno di mediocre intensità e di propagazione assai limitata, avvertito di IV-V grado a *Montese*, di IV a *Zocca* e più leggermente nelle circostanti località.

99. 18 ottobre **Satriano di Lucania** (Potenza) Grado V

Una scossa di terremoto abbastanza forte si verificò nell'Appennino Lucano a 07^h14^m circa del 18 ottobre 1957, raggiungendo la sua maggiore intensità (V grado) a *Satriano di Lucania* in provincia di Potenza. In detta località la scossa, che fu preceduta e accompagnata da rombi, risultò ondulatoria ed ebbe una durata di 6-7 secondi.

Assai scarse sono le notizie pervenuteci su questo movimento tellurico. Sappiamo solo che esso venne avvertito con intensità di IV grado nei comuni di *Brienza* e di *Balvano* e che la sua propagazione risultò piuttosto limitata essendo passato del tutto inosservato in paesi situati intorno a Satriano di Lucania entro un raggio non superiore ad una ventina di chilometri.

La scossa fu registrata nell'Osservatorio di Messina e, molto debolmente, anche in quelli di Reggio, di Taranto e di Roma.

Una lieve replica si ebbe, nella stessa giornata, alle 14^h circa.

1957

100. 26 ottobre **Ramiseto** (Reggio Emilia) Grado V-VI

Poco dopo la mezzanotte del 25 ottobre 1957, una scossa di terremoto, immediatamente seguita da un intenso boato, si abbattè

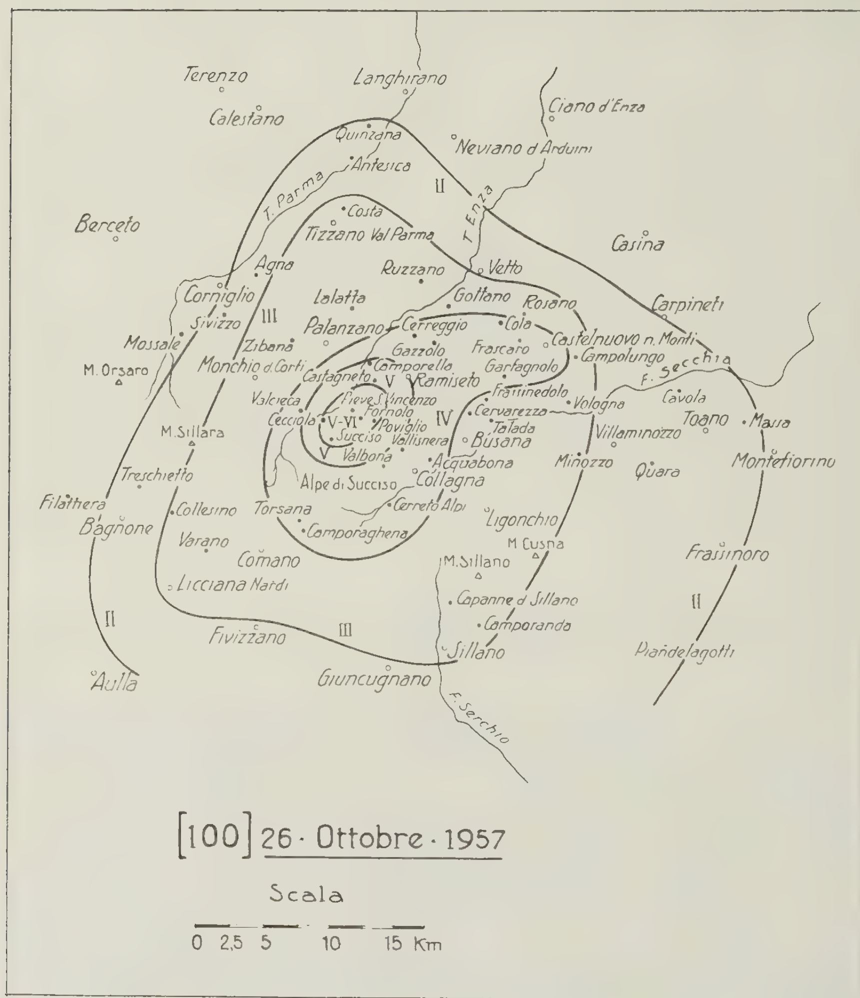


Fig. 62

all'improvviso su alcuni paesi dell'Appennino Reggiano compreso fra le alte valli del Fiume Enza e del Fiume Secchia. Il movimento tellurico ebbe una durata di 4-5 secondi e colpì specialmente le frazioni

di *Pieve S. Vincenzo*, *Fornolo*, *Poviglio*, *Cècciola* e *Succiso*, tutti appartenenti al comune di *Ramiseto* (Reggio Emilia), causando in molte case la caduta di calcinacci, lievi danni nei tetti e fenditure di modesta entità nelle murature meno solide. Poichè però tali danni si verificarono in edifici vecchi e di costruzione molto difettosa, si può ritenere che la scossa, nelle predette località, non abbia superato l'intensità di V-VI grado. L'epicentro cadde molto probabilmente nella ristretta zona racchiudente i paesi sopra nominati e alle sue coordinate, data l'esiguità dell'area fortemente colpita, possono essere assegnati, con sufficiente approssimazione, i valori di 44° 23′ N e 10° 12′ E.

La scossa non ebbe una propagazione macrosismica molto vasta. Essa venne sentita con intensità compresa fra il IV ed il V grado a *Ramiseto* (capoluogo) e nelle sue frazioni di *Camporella* e *Castagneto*; di IV grado fu avvertita in tutto il territorio comunale di *Collagna*, a *Castelnuovo ne' Monti*, in alcune sue frazioni (*Costa de' Grassi*, *Garfagnolo*, *Frascaro*) e in una parte del comune di *Comano* (frazioni di *Torsana* e *Camporaghena*); di leggera intensità risultò a *Comano* e nei comuni di *Tizzano Val Parma*, *Monchio delle Corti*, *Licciana Nardi*, *Sillano*, *Ligonchio* e *Busana*.

Dalla figura 62 si ha un'idea dell'estensione del movimento tellurico, il quale, oltre la provincia di Reggio Emilia, interessò macrosismicamente anche parti delle contigue province di Parma, Modena, Massa-Carrara e Lucca.

Sotto forma microsismica la scossa venne registrata nell'Osservatorio di Firenze con inizio alle $00^h02^m05^s$ del 26 ottobre.

Nessuna scossa premonitoria, nè alcuna replica, venne registrata o avvertita.

101. 11 novembre **Numana** (Ancona) **Porto Recanati** (Macerata) Grado VI

Il giorno 11 novembre 1957, alle 22^h40^m circa, si ebbe in provincia di Ancona un terremoto d'intensità molto forte il cui epicentro, a giudicare dall'andamento delle isosiste (v. fig. 63), fu molto probabilmente in mare, una decina di chilometri a sud-est del Monte Conero.

La zona megasismica, ove la scossa raggiunse un'intensità di VI grado con una durata di 7-8 secondi, si estese, sulla costa, da *Numana* a *Porto Recanati* e, nell'entroterra, fino a *Castelfidardo*. A Numana il movi-

mento fu avvertito come sussultorio; a Porto Recanati e a Castelfidardo, prima come sussultorio e poi come ondulatorio. Contemporaneamente alla scossa in tutta la zona furono uditi rombi più o meno intensi.

La scossa fu sentita fortemente nella città di *Ancona*, a *Camerano*, a *Potenza Picena* e a *Loreto*; con mediocre intensità a *Falconara Marit-*

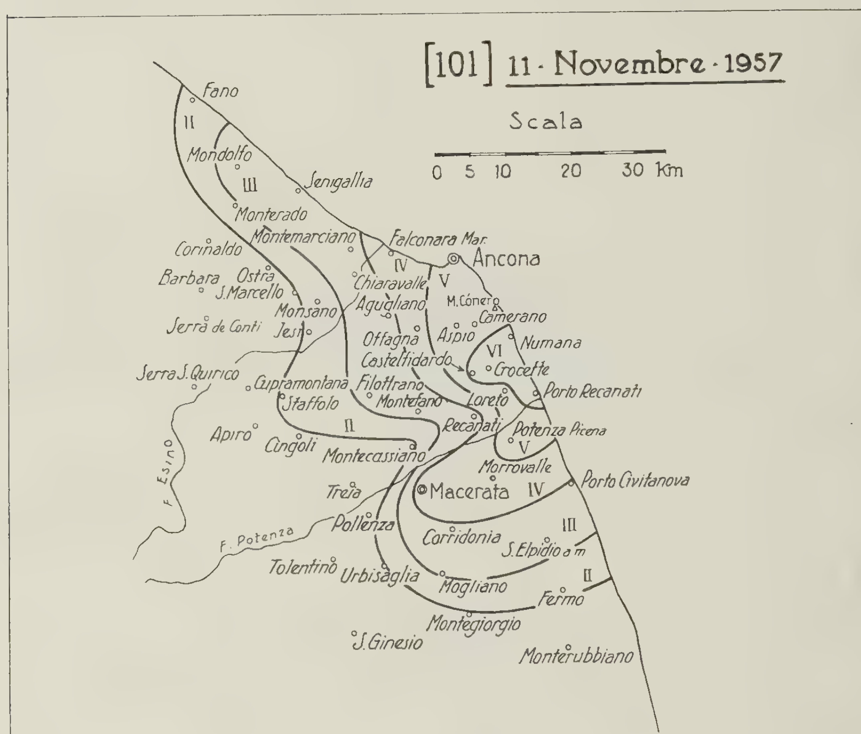


Fig. 63

tima, *Offagna*, *Macerata* e *Morrovalle*; leggermente a *Mondolfo*, *Senigallia*, *Montemarciano*, *Chiaravalle*, *Agugliano*, *Filottrano*, *Mogliano* e *S. Elpidio a Mare*. In tutte queste località la scossa fu avvertita come ondulatoria, eccetto a Loreto ove ebbe carattere prevalentemente sussultorio.

Come si rileva dalla figura 63, il movimento tellurico si propagò macrosismicamente lungo la costa in misura notevolmente maggiore che non verso l'entroterra. È questa una caratteristica comune a tutti i terremoti con epicentro nei pressi della zona costiera marchigiana.

1957

Il primo impulso delle onde sismiche, a Firenze ed a Roma, venne registrato rispettivamente alle $22^h40^m15^s$ ed alle $22^h40^m16^s$.

Seguirono tre repliche di minore intensità durante la prima metà del giorno 12. La prima, leggera, verso le 01^h40^m; la seconda, verificatasi alle 02^h44^m circa, risultò di IV-V grado a *Castelfidardo* e a *Porto Recanati*, di IV a *Numana*, *Loreto* e *Camerano*, di III ad *Ancona*, *Offagna*, *Chiaravalle* e *S. Elpidio a Mare*; la terza avvenne alle 10^h40^m circa e fu avvertita di IV-V grado a *Castelfidardo* e *Porto Recanati*, di IV a *Camerano* e *Macerata*, di III ad *Offagna*, *Agugliano* e *S. Elpidio a Mare*.

Un'altra scossa, avvertita ad *Ancona* con intensità di IV-V grado e più leggermente nelle località circostanti, si ebbe alle 03^h15^m circa del giorno 14.

102. 6 dicembre **Castel Giorgio** (Terni) Grado VII-VIII

Un periodo sismico assai intenso e caratterizzato anche da una notevole frequenza di scosse si verificò nella zona dei Monti Volsini, a nord del Lago di Bolsena, dal 6 all'11 dicembre del 1957, colpendo violentemente numerosi centri dell'Alto Lazio e dell'estrema parte occidentale della provincia di Terni.

Nella fascia montuosa vulcanica che dal Monte Amiata, in Toscana, con andamento parallelo alla Catena Appenninica, si estende, attraverso i Monti Volsini, Cimini, Sabatini, Albani, fino alla Zona Flegrea in Campania, l'apparato dei Monti Volsini, la cui attività vulcanica si è spenta nel Quaternario, è uno dei maggiormente dotati di vivace sismicità. Attorno al Lago di Bolsena, formatosi in un complesso di cavità crateriche fusesi insieme, esistono infatti numerosi ed attivi focolari sismici i quali, di quando in quando, dànno origine a perturbazioni telluriche che, pur rimanendo generalmente circoscritte ad aree piuttosto ristrette, risultano talora di notevole intensità. Tali caratteristiche ebbe appunto il periodo sismico svoltosi nella prima metà del dicembre 1957.

Esso ebbe inizio alle 5^h50^m circa del 6 dicembre con una leggera scossa avvertita senza alcun allarme dalla popolazione della città di *Orvieto* e da quelle di numerosi paesi situati, come *Castel Giorgio*, *Castel Viscardo*, *Acquapendente* e *Torre Alfina*, fra le rive settentrionali del Lago di Bolsena e la valle del Fiume Paglia. Pochi minuti più tardi, alle 05^h55^m circa, accompagnata da forte rombo, sopravvenne la scossa principale del periodo sismico, la quale, nel paese di *Castel Giorgio*,

raggiunse un'intensità quasi rovinosa, valutabile di VII-VIII grado della Scala Mercalli. Ingenti furono i danni causati dalla scossa in tale paese: lesioni generali e di notevole entità si ebbero in quasi tutti gli edifici e, in molti di essi, quelle prodotte alle strutture murarie portanti furono di tale gravità da renderli pericolanti ed inabitabili. La scossa fu fortissima

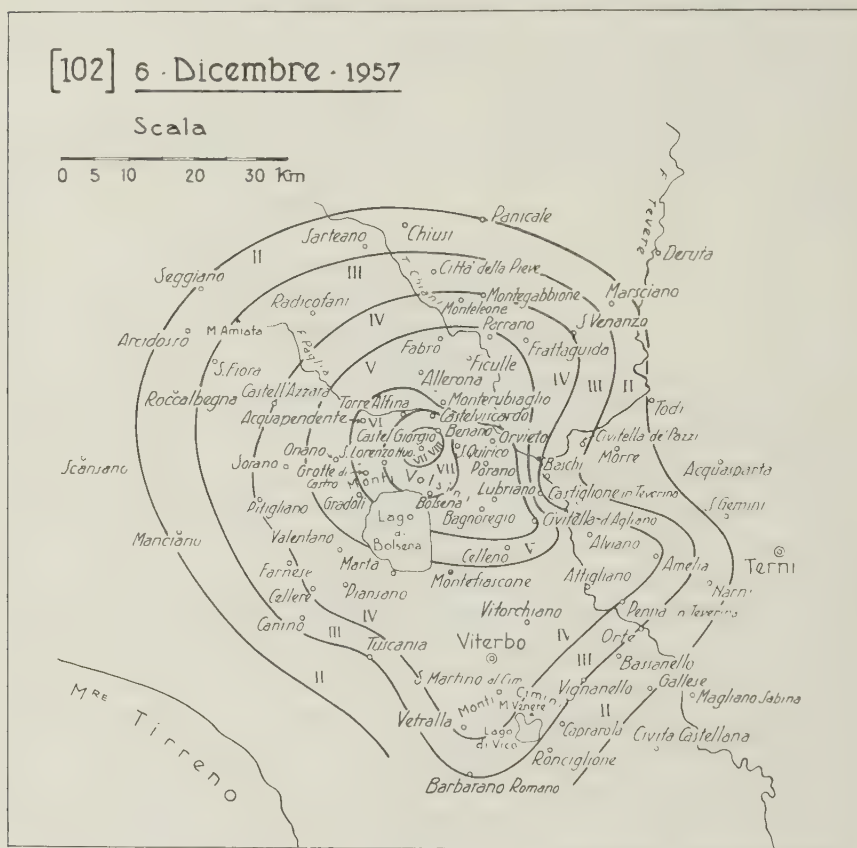


Fig. 64

(VII grado) a *Castel Viscardo*, a *S. Lorenzo Nuovo*, a *Bolsena*, a *Viceno* (fraz. di Castel Viscardo) e a *Benano* (frazione di Orvieto); in tutte queste località si verificarono crolli di comignoli e lesioni notevoli in numerosi edifici, sia pubblici che privati.

L'area isosismica in cui il movimento tellurico si manifestò con intensità molto forte (VI grado) si estese alla città di *Orvieto*; alle sue frazioni di *Torre S. Severo*, *Sugano*, *Canonica*, *Rocca Ripesena*; ai comuni

di *Grotte di Castro*, *Acquapendente*, *Porano*, *Lubriano*, *Bagnoregio* e *Civitella d'Agliano*. In tali località, si ebbero fenditure, generalmente leggiere, in diversi fabbricati e, di una certa gravità, solo in qualche edificio di vecchia ed irrazionale costruzione.

Tra i fenomeni più caratteristici concomitanti alla scossa, va segnalato, oltre al forte rombo udito in varie località, l'intorbidamento delle sorgenti nella zona di Castel Giorgio, Castel Viscardo e Sugano. Fu anche riferito che la sorgente del Tione, nei pressi di Sugano, interruppe per qualche tempo, immediatamente dopo la scossa, l'erogazione dell'acqua.

È interessante rilevare il rapidissimo decremento d'intensità verificatosi nel breve tratto, di appena due chilometri, che separa *Castel Viscardo* dalla sua frazione di *Monterubiaglio*. Il movimento sismico, che, come si è visto, investì Castel Viscardo con fortissima intensità, giunse infatti a Monterubiaglio con un'intensità non superiore al V grado.

Oltre che a Monterubiaglio, la scossa fu sentita di V grado nei comuni di *Fabro*, *Parrano*, *Ficulle* e *Allerona*, in provincia di Terni; di *Onano*, *Gradoli* e *Celleno*, in provincia di Viterbo. Di IV grado fu avvertita nella città di *Viterbo* ed in molti comuni della sua provincia, fra i quali *Valentano*, *Marta*, *Cellere*, *Vitorchiano* e *Vetralla*; nei comuni di *Penna in Teverina*, *Amelia*, *Alviano*, e *S. Venanzo*, della provincia di Terni; a *Pitigliano* e *Castell'Azzara*, in provincia di Grosseto.

Come appare dalla figura 64, nella quale sono tracciate le isosiste del movimento tellurico, l'estensione macrosismica, in relazione alla rilevante intensità nella zona epicentrale, fu alquanto limitata. Assai piccola dovette essere pertanto la profondità dell'ipocentro.

Dalle registrazioni ottenute negli Osservatorî di Roma, Firenze e Bologna furono dedotti per le coordinate epicentrali i valori di 42° 43′ N e 12° E, i quali individuano un punto situato tra Castel Giorgio e Castel Viscardo. L'ora della scossa all'epicentro fu $05^{h}54^{m}30^{s}$. Per la « magnitudo » del sisma fu calcolato il valore di 4,5 circa.

103.104. Acquapendente - S. Lorenzo Nuovo (Viterbo)

6 dicembre **Castel Giorgio** (Terni) Grado VI-VII

La violenta scossa di cui sopra succintamente si è detto venne seguita nella stessa giornata da ben 10 repliche succedutesi a brevi intervalli di tempo l'una dall'altra e che qui appresso elenchiamo indicando per

ciascuna di esse la relativa intensità in gradi Mercalli raggiunta nella zona epicentrale:

1ª	—	09^h	30^m	05^s	—	V	grado
2ª	—	10	04	24	—	IV	»
3ª	—	10	16	23	—	VI–VII	»
4ª	—	10	55	10	—	IV–V	»
5ª	—	12	06	09	—	V	»
6ª	—	13	16	33	—	III	»
7ª	—	14	18	56	—	IV	»
8ª	—	15	04	47	—	IV–V	»
9ª	—	21	05	12	—	IV	»
10ª	—	23	56	39	—	VI–VII	»

Tutte queste repliche furono registrate nell'Osservatorio sismico di Roma e le ore sopra indicate sono appunto quelle dedotte dalle registrazioni.

La notevole intensità della terza e della decima replica aggravò sensibilmente i danni prodotti dalla scossa principale. Le popolazioni di Castel Giorgio, Castel Viscardo e degli altri centri più colpiti abbandonarono le abitazioni in preda al più vivo sgomento, rifugiandosi nelle campagne in attendamenti sollecitamente apprestati dalle Aurorità civili e militari.

È possibile che le scosse sopra elencate non abbiamo avuto origine tutte da un identico centro sismico. Per la terza scossa ad esempio (quella delle $10^h 16^m 23^s$), fu evidente uno spostamento verso ovest dell'epicentro. Essa risultò infatti di VI-VII grado nelle cittadine di *Acquapendente* e *S. Lorenzo Nuovo*, ove causò lesioni di un certo rilievo in numerose case, e d'intensità inferiore nelle vicine località, Castel Giorgio compresa. Nella zona sismica che si estende immediatamente a nord del Lago di Bolsena, numerosi e vicinissimi fra loro sono in realtà i centri di scuotimento, sicchè non è improbabile che l'entrata in azione di uno di essi abbia determinato il risveglio di qualcuno degli altri.

La scossa fortissima delle $23^h 56^m 39^s$ esplicò invece l'intensità sopra indicata di VI-VII grado ancora nel paese di *Castel Giorgio* e fu sentita meno fortemente nei paesi circostanti. La sua propagazione fu un po' più limitata di quella relativa alla scossa delle $05^h 55^m$.

1957

105. 8 dicembre **Castel Giorgio** (Terni) Grado VI-VII

Il giorno 7 dicembre passò quasi completamente calmo nella zona del Lago Volsinio. Le scosse sismiche ricominciarono nelle prime ore del giorno 8. Se ne verificarono cinque, leggiere, fra la mezzanotte del giorno 7 e le ore 6 del giorno 8; poi un'altra fortissima alle $17^h35^m53^s$ pure del giorno 8. Anche questa raggiunse la sua maggiore intensità, valutata di VI-VII grado, nei pressi di Castel Giorgio ove si ebbero nuovi danni e sensibili aggravamenti nelle lesioni causate dalle scosse precedenti.

Dopo quest'ultima scossa, il periodo sismico andò nettamente diminuendo d'intensità: il giorno 9 si ebbero infatti tre scosse assai lievi avvertite quasi soltanto nel territorio di *Castel Giorgio*; cinque, il giorno 10, anch'esse leggiere, eccetto la seconda, avvenuta alle 04^h57^m circa, che fu avvertita anche ad *Orvieto* e in numerosi comuni vicini a Castel Giorgio; quattro, tutte leggerissime, il giorno 11. Dopo l'ultima di queste, avvenuta alle 16^h06^m, i movimenti tellurici cessarono del tutto.

Qualche giorno dopo, e precisamente la mattina del 14 dicembre, *Rocca Ripesena*, piccola frazione distante circa 3 chilometri da Orvieto e costituita da un gruppo di case erette ai piedi di una rupe tufacea simile a quella orvietana ma di dimensioni di gran lunga più modeste, corse grave pericolo per il crollo di un enorme masso staccatosi dalla rupe ed infrantosi al suolo a brevissima distanza dall'abitato. Per quanto la rupe, profondamente incisa da solchi verticali ed indebolita da numerose gallerie scavate per l'estrazione di materiale, sia sottoposta ad una demolizione piuttosto rapida per opera degli agenti atmosferici, è da ritenere che gli scuotimenti sismici dei giorni precedenti abbiano agito su di essa accelerando il distacco e la frana del grossissimo masso.

Con il notevole periodo sismico dei Monti Volsini ebbe termine la serie dei più importanti movimenti tellurici verificatisi in Italia nel quinquennio 1953-1957.

APPENDICE

Al fine di rendere più facilmente consultabile la documentazione precedente, facciamo seguire l'elenco alfabetico delle località nelle quali, durante il periodo 1953-1957, furono avvertiti movimenti sismici d'intensità pari al V e superiore al V della Scala Mercalli, indicando, a fianco di ciascuna località, i numeri dei paragrafi che ad essa si riferiscono.

Località	Provincia	Paragrafi
Acireale	Catania	19
Acquapendente	Viterbo	102
Airola	Benevento	16
Alfero	Forlì	59, 83
Alfonsine	Ravenna	54
Allerona	Terni	102, 103, 104
Amandola	Ascoli Piceno	71
Amatrice	Rieti	81
Ampezzo	Belluno	21
Ancona	—	101
Andreis	Udine	21, 41, 69
Antrodoco	Rieti	82
Arcidosso	Grosseto	22
Argenta	Ferrara	54
Argentera	Cuneo	36
Arpaia	Benevento	16
Arta	Udine	5, 69, 75
Asciano	Siena	10
Ascoli Piceno	—	28
Atella	Potenza	86
Auronzo	Udine	21
Avezzano	L'Aquila	11
Bagno di Romagna	Forlì	59, 60, 83, 84
Bagnoregio	Viterbo	102
Balze	Forlì	59
Barete	L'Aquila	73
Battaglia Terme	Padova	54
Bellino	Cuneo	36
Bernalda	Matera	48
Bibbiena	Arezzo	83
Bolano	La Spezia	34
Bolognola	Macerata	71

Località	Provincia	Paragrafi
Bolsena	Viterbo	102
Borgocoilefegato	Rieti	82
Borgo S. Lorenzo	Firenze	60
Bovolenta	Padova	54
Brossasco	Cuneo	36, 37
Busca	Cuneo	37
Cagli	Pesaro	25
Cagnano Varano	Foggia	30, 33
Calciano	Matera	48
Caldarola	Macerata	71
Camaiore	Lucca	47
Camerano	Ancona	101
Campeggio	Bologna	59
Campli	Teramo	28
Camporeale	Trapani	27
Cancellara	Potenza	8, 24
Canosa di Puglia	Bari	6, 67
Cantiano	Pesaro	25
Capitello	Salerno	38
Caramanico	Pescara	68
Carpino	Foggia	30, 33
Carpinone	Campobasso	70
Carrara	—	47
Cascia	Perugia	80, 81
Castagno	Firenze	60
Casteldelfino	Cuneo	36, 37
Castelfidardo	Ancona	101
Castel Giorgio	Terni	102, 103, 104
Castelpetroso	Campobasso	70
Castel San Niccolò	Arezzo	83
Castel Viscardo	Terni	102
Castrocaro	Forlì	60
Cavour	Torino	36, 37, 61
Celleno	Viterbo	102
Cerignola	Foggia	67
Cervasca	Cuneo	36
Cervinara	Avellino	16
Cesena	Forlì	15
Chiaramonte Gulfi	Ragusa	78
Chiusdino	Siena	14
Cittareale	Rieti	64
Civezza	Imperia	58

Località	Provincia	Paragrafi
Civitella d'Agliano	Viterbo	102
Civitella di Romagna	Forlì	60
Cleto	Cosenza	1
Collestotte	Terni	18
Colletorto	Campobasso	13
Colloredo	Udine	26
Colonna	Roma	43
Comeglians	Udine	69
Concerviano	Rieti	82
Correggio	Reggio Emilia	7
Cosenza	—	51
Dovadala	Forlì	20
Envie	Cuneo	61
Fabro	Terni	102
Ferentillo	Terni	2
Ferrandina	Matera	48
Fiamignano	Rieti	82
Ficulle	Terni	102
Filogaso	Catanzaro	1
Firenzuola	Firenze	59
Foggia	—	67
Force	Ascoli Piceno	89, 94
Forlimpopoli	Forlì	15
Forni Avoltri	Udine	69
Forno di Zoldo	Belluno	21
Frosolone	Campobasso	70
Galeata	Forlì	15, 20, 60, 62, 83
Gatteo	Forlì	15
Gemona del Friuli	Udine	26
Giarratana	Ragusa	78
Ginosa	Taranto	48
Gradoli	Viterbo	102
Grassano	Matera	48
Grisì	Palermo	27, 49
Grizzana	Bologna	59
Grotte di Castro	Viterbo	102
Grottole	Matera	48
Irsina	Matera	48

Località	Provincia	Paragrafi
Lagonegro	Potenza	38
Lagopesole	Potenza	86
La Spezia	—	34
Lauria	Potenza	86
Leni	Messina	29
Leonessa	Rieti	2
Ligosullo	Udine	69
Lingua	Messina	29
Loiano	Bologna	59
Longiano	Forlì	15
Lorenzago	Belluno	21
Loreto	Ancona	101
Lucera	Foggia	67
Lubriano	Viterbo	102
Macchiagodena	Campobasso	70, 72
Macra	Cuneo	36
Malfa	Messina	29
Mammola	Reggio Calabria	92, 93
Manfredonia	Foggia	30, 33
Maniago	Udine	40
Marano sul Panaro	Modena	98
Marcetelli	Rieti	82
Maropati	Reggio Calabria	1
Marmora	Cuneo	36, 37
Marradi	Firenze	62
Marruci	L'Aquila	73
Marzano Appio	Caserta	45
Matera	—	48
Medesano	Parma	32
Meldola	Forlì	15
Mercato Saraceno	Forlì	15, 83
Messina	—	1
Miglionico	Matera	48
Modica	Ragusa	78
Modigliana	Forlì	15
Moggio Udinese	Udine	69
Monghidoro	Bologna	59
Monteleone di Spoleto	Perugia	2, 80, 81
Montereggio	Piacenza	23
Montese	Modena	98
Monte Sant'Angelo	Foggia	30,31,33,35,39,53,63,66,67
Montescaglioso	Matera	48

Località	Provincia	Paragrafi
Naso	Messina	87
Nicastro	Catanzaro	1
Nicotera	Catanzaro	1
Noceto	Parma	32
Norcia	Perugia	80
Numana	Ancona	101
Onano	Viterbo	102
Oncino	Cuneo	61
Orvieto	Terni	102
Ostana	Cuneo	61
Palermo	—	90
Paluzza	Udine	69, 75
Parrano	Terni	102
Paularo	Udine	69
Pedara	Catania	29_1
Perarolo	Belluno	21
Peschici	Foggia	67
Pescorocchiano	Rieti	82
Petrella Salto	Rieti	82
Piazza al Serchio	Lucca	97
Pietramala	Firenze	59
Pieve Santo Stefano	Arezzo	85
Pinerolo	Torino	36, 37
Piscina	Torino	37
Pisticci	Matera	48
Pizzoli	L'Aquila	73
Poggio Imperiale	Foggia	67
Policastro	Salerno	38
Pollara	Messina	29
Pomarico	Matera	48
Pontechianale	Cuneo	36, 37
Porano	Terni	102
Porto Recanati	Macerata	101
Potenza	—	24
Potenza Picena	Macerata	101
Prato	Firenze	44
Pratovecchio	Arezzo	60
Prazzo	Cuneo	36, 37
Predappio	Forlì	15, 83
Premilcuore	Forlì	60, 83

Località	Provincia	Paragrafi
Radicondoli	Siena	14
Ragusa	—	78
Ramiseto	Reggio Emilia	100
Raveo	Udine	21, 69
Resia	Udine	69
Ricadi	Catanzaro	1
Rignano Garganico	Foggia	67
Rigolato	Udine	69
Rinella	Messina	29
Rionero nel Vulture	Potenza	24
Roccabruna	Cuneo	36
Rocca San Casciano	Forlì	15, 20, 60, 62, 83, 84
Roma	—	2_1
Rovereto	Trento	55
Salandra	Matera	48
Salina	Messina	29
Sambuca di Sicilia	Agrigento	88
San Benedetto Val di Sambro	Bologna	59
San Cosmo Albanese	Cosenza	42
San Daniele	Udine	26
San Demetrio Corone	Cosenza	40, 42
San Germano Chisone	Torino	36, 37
San Giorgio Albanese	Cosenza	42
San Giovanni Rotondo	Foggia	4, 30, 33, 35, 65, 67, 76, 96
San Godenzo	Firenze	60
San Lorenzo Nuovo	Viterbo	102
San Marco in Lamis	Foggia	30, 33, 65, 67
San Martino di Finita	Cosenza	50
Sannicandro Garganico	Foggia	30
San Piero in Bagno	Forlì	59, 60, 62, 83
San Pietro Val Lemina	Torino	61
Sanremo	Imperia	79
San Severo	Foggia	67
Santa Margherita Belice	Agrigento	88
Santa Marina Salina	Messina	29
Sant'Anatolia di Narco	Perugia	95
Sant'Angelo in Grotte	Campobasso	70, 72
Santa Sofia	Forlì	15, 60, 62, 83, 84, 91
Sant'Elena Sannita	Campobasso	70
Sant'Ilario	Potenza	86
Sant'Onofrio	Catanzaro	1
Santo Stefano di Cadore	Belluno	69

Località	Provincia	Paragrafi
San Valentino	Pescara	68
Sapri	Salerno	38
Sarsina	Forlì	15, 83
Sarzana	La Spezia	34
Satriano di Lucania	Potenza	99
Savignano sul Panaro	Modena	98
Scarperia	Firenze	59
Scheggino	Perugia	95
Sciacca	Agrigento	88
Siena	—	56, 57
Sillano	Lucca	97
Sogliano al Rubicone	Forlì	15, 83
Sovicille	Siena	56
Spilinga	Catanzaro	8
Spoleto	Perugia	95
Stia	Arezzo	60
Stroppo	Cuneo	36, 37, 46
Sutrio	Udine	69
Taggia	Imperia	79
Tarcento	Udine	26
Tarvisio	Udine	69
Teora	Avellino	17
Tizzana	Pistoia	44
Tocco da Casauria	Pescara	68
Tolmezzo	Udine	26, 69
Torre Pellice	Torino	36, 37
Tortorella	Salerno	38
Tredozio	Forlì	15, 60
Treppo Carnico	Udine	69
Tricesimo	Udine	26
Trieste	—	50_1
Tropea	Catanzaro	1
Udine	—	26
Vaccarizzo Albanese	Cosenza	42
Valsavignone	Arezzo	85
Varco Sabino	Rieti	82
Venzone	Udine	26
Verghereto	Forlì	59, 60, 62, 83, 85
Verzegnis	Udine	26
Vezzano Ligure	La Spezia	34

Località	Provincia	Paragrafi
Vibonati	Salerno	38
Vibo Valentia	Catanzaro	1
Vieste	Foggia	67
Vignola	Modena	98
Villafranca Piemonte	Torino	37
Vito d'Asio	Udine	26
Vittorio Veneto	Treviso	21
Vizzini	Catania	3
Zafferana Etnea	Catania	52, 77
Zocca	Modena	98
Zungri	Catanzaro	1

RIASSUNTO

Il presente lavoro è uno studio macrosismico dei terremoti avvenuti in Italia dal 1953 al 1957 e che nella zona epicentrale hanno raggiunto intensità pari e superiori al V grado della Scala Mercalli. L'Autore si è servito delle notizie macrosismiche pervenute all'Ufficio Centrale di Meteorologia ed Ecologia Agraria e di quelle da lui stesso raccolte direttamente, in alcuni casi anche mediante sopraluoghi, dalle località dove i movimenti sismici si sono verificati.

La descrizione macrosismica di ciascun terremoto, eccetto in quei casi in cui le notizie a disposizione erano insufficienti, è stata completata con il disegno delle relative isosiste. Accompagna il testo una carta generale degli epicentri che dà una visione sintetica dell'attività sismica in Italia durante il periodo esaminato.

Le ore indicate nel testo sono espresse nel « Tempo medio dell'Europa centrale ».

ABSTRACT

The present work is a macroseismic study of earthquakes which took place in Italy from 1953 to 1957 and which, in the epicentral area, have reached intensity equal or superior to V degree on Mercalli Scale. In its compilation, the Author has utilized macroseismic data obtained from the

"Ufficio Centrale di Meteorologia e di Ecologia Agraria" and the data collected by himself personally and sometimes during a study on the spot at places where seismic movements took place.

The macroseismic description of each earthquake, except in cases when the available data were not adequate, has been completed with a drawing of pertaining isoseistes. The report is supplemented with a general map of epicentres which gives a succint vision of seismic activity recorded in Italy during the period studied.

The hours indicated in the report are given in "Mean Central-European Time".

BIBLIOGRAFIA

(1) M. Baratta, *I terremoti d'Italia, 333,* Fr. Bocca, Torino, 1901.

(2) D. Di Filippo e L. Marcelli, *Uno studio sul terremoto di Cefalonia del 12 agosto 1953, con particolare riguardo alla natura fisica della scossa all'ipocentro,* « Annali di Geofisica », **VII**, 547, (1954).

(3) A. Cavasino, *I Terremoti d'Italia nel trentacinquennio 1899-1933,* 23, Ist. Poligr. dello Stato, 1935.

(4) S. Cocuzza Silvestri, *Sul periodo sismico di Pedara* (Etna) *manifestatosi nei primi mesi del 1955,* « Annali di Geofisica », **IX**, 557, (1956).

(5) E. Peterschmitt, *Quelques données nouvelles sur les séismes profonds de la Mer Tyrrhénienne,* « Annali di Geofisica », **IX**, 305, (1956).

(6) A. Girlanda, *Sul terremoto profondo delle Isole Eolie del 23 novembre 1954,* « Annali di Geofisica », **VIII**, 437 (1955).

(7) P. Caloi, *Attività sismica in Italia nel decennio 1930-1939,* 43, Felice Le Monnier, Firenze.

Das skalare, durch einen rechteckigen Impuls in einem homogenen medium erzeugte Potential

(Erste Näherungsrechnung)

A. Belluigi

Wir wollen vorerst das Problem der Erregung des Erdbodens mit Impuls-Strömen gründlich untersuchen, um die Messung der « *Luecken-Potentiale* », (*praktische Anwendung des Elflex*), durchführen zu können. Die Autoren, die sich in der Vergangenheit mit dieser Methode beschäftigt haben, weisen zwar auf die Anwendung der Impuls-Ströme hin ohne sie jedoch in ihren Theorien überhaupt zu berücksichtigen. Dies bedeutet gleich von Anfang an eine schwerwiegende Unzulänglichkeit, da dadurch die « Periodizität der Lücken » ausfällt.

Es seien: Γ die Ladungsdichte, Φ das skalare Potential, μ die magnetische Permeabilität, k die Dielektrizitätskonstante, σ die Leitfähigkeit.

Dies vorausgestellt, erfüllt die Ladungsdichte (Γ), wie wir bereits gesehen haben, in einem homogenen Boden, folgende Gleichung:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + 4\pi a \Gamma = 0 \,, \qquad [1]$$

wobei $a = \sigma/k$, $\quad 1/a = \tau$,

und somit:

$$\Gamma = \gamma\, e^{-4\pi a t} = \gamma\, e^{-4\pi t/\tau} \qquad [2]$$

mit der Ladungsdichte γ für $t = 0$; für $t = \tau$ ist $\Gamma = \gamma/2{,}718$.

Andererseits genügt das « skalare Potential » folgender Gleichung:

$$\Delta \Phi - \mu k \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - 4\pi\sigma\mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{4\pi}{k}\Gamma \qquad [3]$$

die infolge Gl. [2] und wenn man die Beziehung $v = 1/\sqrt{\mu k}$ (Signal-

Geschiwndigkeit) berücksichtigen will, folgende Form (für $t > 0$) annimmt:

$$\Delta \Phi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{4\pi a}{v^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{4\pi}{k} \gamma e^{-4\pi a t} . \qquad [3']$$

Setzt man:

$$\Phi = \psi e^{-2\pi a t} \qquad [4]$$

so verwandelt sich Gl. [3′] in folgende:

$$\Delta \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \frac{4\pi^2 a^2}{v^2} \psi = -\frac{4\pi}{k} \gamma e^{-2\pi a t} . \qquad [5]$$

Wenn man annimmt, das $(a = \sigma/k)$ genügend klein ist, sodass die Grössen (a^2)-ter Ordnung vernachlässigt werden können, so reduziert sich Gl. [5] auf nachstehende Beziehung:

$$\Delta \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{k} \gamma e^{-2\pi a t} \qquad [5']$$

die dieseble Form der « Wellengleichung »:

$$\Delta \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -4\pi f \qquad [6]$$

besitzt und aus der man die Lösung mit Hilfe der « verzögerten Potentiale » erhält.

Wir heben sofort hervor, dass es nicht immer gestattet ist, die Grössen (a^2)-ter Ordnung zu vernachlässigen. In einer zweiten Näherungsrechnung wird hiervon Rechnung getragen werden.

Im Falle eines unendlich ausgedehnten homogenen Mediums nimmt die Lösung folgende Form (Formel von Kirchhoff) an:

$$\psi = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \varrho^{-1} \Big[f \Big]_{(t - v/\varrho)} d\xi \, d\eta \, d\zeta . \qquad [7]$$

Der weggelassene Flächenintegral-Summand ist in identischer Weise gleich Null, was man erkennt, wenn die Fläche S vom Sender des einzelnen z. B. recheckigen Impulses so weit entfernt ist, dass zur Zeit (t) noch kein Punkt derselben erreicht worden ist; das Symbol [ ] bezeichnet « verzögerte Werte ».

Die Entfernung:

$$\varrho = \left[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2 \right]^{1/2}$$

ausserdem muss (t) in (f) durch $(t = \varrho/v)$ ersetzt werden.

Nehmen wir nun eine «punktförmige Elektrode» im Nullpunkt an, die im Zeitpunkt ($t = 0$) eine momentane Ladung (q) liefert. Dies bedeutet, dass die Ladungsdichte gleich:

$$\gamma = \varrho \cdot \delta(\xi)\,\delta(\eta)\,\delta(\zeta) \qquad [8]$$

gesetzt wird, wobei $\delta(\xi)$ die Funktion von Dirac bezeichnet, welche bekanntlich überall gleich Null und für $\xi = 0$ gleich unendlich ist, sodass:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)\,\delta(\xi)\,d\xi = f(0)$$

$$\iiint G(x,y,z;\,\xi,\eta,\zeta)\,\delta(\xi)\,\delta(\eta)\,\delta(\zeta)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta = \varrho\,(x,y,0;\,0,0,0)\ .$$

Da ferner, für $t < 0$, das Feld gleich Null ist, muss man fûr (f) in Gl. [6] folgenden Ausdruck setzen:

$$\left.\begin{aligned} f &= 0 \quad , \quad \text{für } t < 0 \\ f &= \frac{q}{rk}\,\delta(\xi)\,\delta(\eta)\,\delta(\zeta)\,e^{-2\pi a t}\ . \end{aligned}\right\} \qquad [9]$$

Mit diesem Wert von (f), infolge der vorherigen Definition der Funktion von «Dirac», liefert Gl. [7] sofort:

$$\left.\begin{aligned} \psi &= 0 \quad , \quad \text{für } t < r/v \quad ; \quad r^2\,(x^2+y^2+z^2) \\ \psi &= \frac{q}{rk}\exp\left[-2\pi a\,(t-r/v)\right] \quad , \quad \text{für } t > r/v\ . \end{aligned}\right\} \qquad [10]$$

Aus den Gl. [10] und [4] erhält man unmittelbar für die Φ:

$$\left.\begin{aligned} \Phi &= 0 \quad , \quad \text{für } t < r/v \\ \Phi &= \frac{q}{rk}\exp\left[-2\pi a\,(2t-r/v)\right] \quad , \quad \text{für } t > r/v\ . \end{aligned}\right\} \qquad [11]$$

Wenn der Impuls hingegen im Zeitpunkt (τ) anstatt im Zeitpunkt ($t = 0$) erzeugt wird, dann genügt es in die Gl. [11], ($t - \tau$) an Stelle von (t) zu setzen und man erhält:

$$\left.\begin{aligned} \Phi &= 0 \quad , \quad \text{für } t-\tau < r/v \\ \Phi &= \frac{q}{rk}\exp\left[-2\pi a\,(2t-2\tau-r/v)\right] \quad , \quad \text{für } t-\tau > r/v\ . \end{aligned}\right\} \qquad [11']$$

Nehmen wir an, dass der rechseckige Impuls die Dauer (T) habe und dass somit im Zeitintervall ($0 < \tau < T$) vom Strom $J = Q/T$ die Ladung (Q) geliefert werde. Um die diesem Zustande entsprechenden Formeln zu erhalten, genügt es offensichtlich die Wirkungen der ein-

zelnen Impulse zu integrieren. Man gelangt auf diese Weise zum folgenden Ausdruck für das Potential (φ):

$$\varphi = \int_0^T \Phi(\tau)\, d\tau \qquad [12]$$

wobei (Φ) durch Gl. [11'] gegeben ist und an Stelle von Gl. [9] die Beziehung $J = Q/T$ eingesetzt wurde.

Auf Grund der doppelten Definition von (Φ) siehe Gl. [11'] muss man drei Fälle unterscheiden:

a) $t < r/v$, d. h. vor Ankunft des Impulses in der Entfernung (r).

b) $r/v < t < r/v + T$ d. h. die der Ankunft des Impuls-Beginnes folgende jedoch seinem Ende vorstehende Augenblicke.

c) $t > r/v + T$ d. h. Augenblicke die der Ankunft des gesamten Impulses folgen.

Im Falle a) ist die $\Phi(\tau) = 0$ im gesamten Intervalle $(0 < \tau < T)$ und somit ist $(\varphi = 0)$.

Im Falle b) ist $\Phi(\tau) = 0$ fuer $\tau > t - r/v$ und verschieden von Null fuer $(0 < \tau < t - r/v < T)$ sodass die (φ) siehe Gl. [11'] und [12] aus folgender Beziehung berechnet wird:

$$\varphi = \frac{J}{rk} \int_0^{t-r/v} \exp\left[-2\pi a\,(2t - 2\tau - r/v)\right] d\tau$$

Im Falle c) ist $\Phi(\tau) \neq 0$ im gesamten Intervalle $(0, T)$ und wird infolgedessen die Integration auf das gesamte Intervall ausgedehnt. Die (φ) wird somit durch folgende Beziehung:

$$\varphi = \frac{J}{rk} \int_0^{T} \exp\left[-2\pi a\,(2t - 2\tau - r/v)\right] d\tau$$

berechnet. Nach Durchführung der angegebenen Integrationen, gelangt man für die (φ) zu folgenden Ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned}
\varphi &= 0 \quad , \quad \text{für } t < r/v \\
\varphi &= \frac{J}{2\pi\sigma r}\left[e^{-2\pi a r/v} - e^{-2\pi a(2t - r/v)}\right] = \\
&= \frac{J}{2\pi\sigma r} \sinh 2\pi a\,(t - r/v)\, e^{-2\pi a t}\,, \quad \text{für } \frac{r}{v} < t < \frac{r}{v} + T \\
\varphi &= \frac{J}{2\pi\sigma r} \sinh 2\pi a\, T \cdot e^{-2\pi a(2t - T - r/v)}\,, \quad \text{für } t > \frac{r}{v} + T\,.
\end{aligned}\right\} \qquad [13]$$

Gap Potential

Man beachte, dass für einen festen Wert von (r) die (Φ) den Wert (0) bis zum Zeitpunkt r/v (Ankunft des Impuls Beginnes) annimmt, bis zum Zeitpunkt $(r/v + T)$ (Ankunft des Impuls-Endes) bis zum Höchstwert:

$$\varphi_m = \frac{J}{2\pi\sigma} \sinh 2\pi a\, T\, e^{-2\pi a T} \cdot \frac{e^{-2\pi a\, r/v}}{r} \qquad [14]$$

anwächst und nachher rapid bis Null abnimmt.

Für $t = T + r/v$ nimmt das « Gap-Potential » folgende Form an:

$$\varphi = \frac{J}{2\pi\sigma r} \sinh 2\pi a\, T\, e^{-2\pi a} \left[2T + 2\frac{r}{v} - T - \frac{r}{v} \right]$$

$$\varphi = \frac{J}{2\pi\sigma r} \sinh 2\pi a\, T\, e^{-2\pi a(T - r/v)}, \text{ oder für } t = T + \frac{r}{v} + r \qquad [13']$$

$$\varphi = \frac{J}{2\pi\sigma r} \sinh 2\pi a\, T\, e^{-2\pi a} \left[T + 2\tau - \frac{r}{v} \right].$$

ABSTRACT

The theory exposed in this paper gives an approximative evaluation of the « electric scalar potential » in a low conductivity undefinite homogeneous medium, generated by an electrode which supplies a « unit current pulse », with velocity of propagation v.

The case of a « square » pulse of duration T is examined, obviously it is sufficient to integrate the effects of each pulse.

Therefore the « direct scalar potential » and the « gap potential » are approximatively evaluated.

RIASSUNTO

La teoria qui data comporta una valutazione approssimativa del « potenziale elettrico scalare » in un mezzo indefinito omogeneo a bassa conduttività, generato da un elettrodo che fornisce un « impulso unitario » di corrente, propagantesi con velocità v.

È esaminato anche il caso di un « impulso rettangolare » di corrente di durata T, integrando gli effetti d'ogni singolo impulso unitario. Pertanto si calcola approssimativamente sia il potenziale diretto che il gap potential.

Osservazioni su una formula del campo gravitazionale del Somigliana

Giovanni Boaga (*)

C. Somigliana dapprima in due Note separate ([1]) e poi nella memoria fondamentale sulla « Teoria generale del campo gravitazionale ellissoidico » ([2]) ha reso nota la formula:

$$\begin{aligned} & g_1 (\cos^2 \varphi_2 - \cos^2 \varphi_3) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_1} + \\ + \; & g_2 (\cos^2 \varphi_3 - \cos^2 \varphi_1) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_2} + \\ + \; & g_3 (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_2) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_3} = 0 \end{aligned} \qquad [1]$$

con g_1, g_2, g_3 gravità alle latitudini φ_1, φ_2, φ_3 ed i^2 quadrato della eccentricità aggiunta (**).

Su questa formula il chiaro Autore osserva che, « se si considera incognita la eccentricità aggiunta i e note le tre gravità g_1, g_2, g_3 e le corrispondenti tre latitudini φ_1, φ_2, φ_3 si otterrà una equazione in i che risoluta rispetto i ci permetterà di calcolare lo schiacciamento a del geoide ellissoidico (***) e quindi la sua forma, per mezzo di tre gravità e senza la preventiva conoscenza della grandezza degli assi dell'ellissoire terrestre ».

L'equazione cui fa cenno il Somigliana, senza però scrivere in forma esplicita i rispettivi coefficienti, è la seguente:

$$L \cdot i^4 + M \cdot i^2 + N = 0 \qquad [2]$$

ottenuta razionalizzando la [1].

(*) Direttore dell'Istituto di Geodesia e Topografia della Facoltà di Ingegneria dell'Università di Roma.

(**) Ossia $i^2 = (a^2 - b^2) : b^2$ con a, b semidiametri equatoriale e polare dell'ellisoide rotazionale terrestre.

(***) I due parametri a ed i^2 risultano tra loro legati dalla relazione: $(1 + i^2)(1 - a)^2 = 1$.

Fatte le posizioni

$$\begin{cases} A = g_1 (\cos^2 \varphi_2 - \cos^2 \varphi_3) \\ B = g_2 (\cos^2 \varphi_3 - \cos^2 \varphi_1) \\ C = g_3 (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_2) \end{cases} \quad [3] \qquad \begin{cases} A' = A \cdot \cos \varphi_1 \\ B' = B \cdot \cos \varphi_2 \\ C' = C \cdot \cos \varphi_3 \end{cases} \quad [4]$$

i coefficienti L, M e N della [2] risultano così definiti:

$$\begin{cases} L = (A'+B'+C')(-A'+B'+C')(A'-B'+C')(A'+B'-C') \\ M = A'^2(-A^2+B^2+C^2) + B'^2(A^2-B^2+C^2) + C'^2(A^2+B^2-C^2) \\ N = (A+B+C)(-A+B+C)(A-B+C)(A+B-C) \,. \end{cases} \quad [5]$$

Facciamo presente che la [2] fornisce il valore della eccentricità aggiunta i^2 proveniente dalle misurazioni geodetiche (triangolazioni) nel solo caso in cui al posto delle tre gravità che figurano nelle posizioni [3], e quindi nei coefficienti L, M, N, siano sostituite *gravità ellissoidiche normali* ossia *gravità teoriche* e non *gravità osservate*, in quanto queste ultime risultano generalmente affette dal disturbo del campo gravitazionale normale, provocato dalla diversa distribuzione delle masse interne terrestri, disturbo che altera talvolta in maniera sensibile le gravità osservate, ridotte come d'uso al livello medio del mare per l'effetto dell'altezza del punto di osservazione sul livello marino e per la topografia circostante il punto di osservazione. Queste alterazioni delle gravità prendono il nome di *anomalie gravimetriche*; e sono appunto queste anomalie che influiscono sensibilmente sul calcolo di i^2; esse d'altronde non si possono separare dalle gravità osservate, se non confrontandole con le gravità normali, provenienti dalla [1] e quindi ammettendo a priori il valore normale del quadrato della eccentricità aggiunta che si vuole determinare.

Scopo del presente studio è appunto quello di mettere in rilievo l'influenza delle anomalie della gravità sulla determinazione dello schiacciamento terrestre.

Ciò premesso, se nella [1] — per maggior semplicità di successivi conteggi — si assumono per g_2 e g_3 i valori (noti) delle gravità equatoriale ($g_e = 978{,}049$ gal) e polare ($g_p = 983{,}221$ gal) per cui $\cos \varphi_2 = 1$ e $\cos \varphi_3 = 0$, rimane una sola gravità arbitraria, la g_1, che ora indicheremo semplicemente con g, e intenderemo con la φ la corrispondente latitudine.

Con questa limitazione la formula [1] diviene:

$$g\sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi} - g_e \cos^2 \varphi \sqrt{1 + i^2} - g_p \operatorname{sen}^2 \varphi = 0 \qquad [6]$$

e le posizioni [3] e [4] assumono le nuove forme:

$$\begin{cases} A = g \\ B = - g_e \cos^2 \varphi \\ C = - g_p \operatorname{sen}^2 \varphi \end{cases} \quad [7] \qquad \begin{cases} A' = g \cos \varphi \\ B' = - g_e \cos^2 \varphi \\ C' = 0 \end{cases} \quad [8]$$

e successivamente

$$\begin{cases} L = - \cos^4 \varphi \, (g^2 - g_e^2 \cos^2 \varphi)^2 \\ M = - \cos^2 \varphi \, \{(g^2 - g_e^2 \cos^2 \varphi)(g^2 - g_e^2 \cos^4 \varphi) - g_p^2 \operatorname{sen}^4 \varphi \, (g^2 + g_e^2 \cos^2 \varphi)\} \\ N = 4 \, g_e^2 \, g_p^2 \cos^4 \varphi \operatorname{sen}^4 \varphi - (g^2 - g_e^2 \cos^4 \varphi - g_p \operatorname{sen}^4 \varphi)^2 \end{cases} \quad [9]$$

Assumendo per gravità g quella alla latitudine $\varphi = 45^\circ$ con che: $\operatorname{sen}^2 \varphi = \cos^2 \varphi = 1/2$, $\operatorname{sen}^4 \varphi = \cos^4 \varphi = 1/4$, $\operatorname{sen}^8 \varphi = \cos^8 \varphi = 1/16$, le [9] assumono le forme:

$$\begin{cases} L = - \tfrac{1}{4} (g^2 - \tfrac{1}{2} g_e^2)^2 \\ M = - \tfrac{1}{2} \{(g^2 - \tfrac{1}{2} g_e^2)(g^2 - \tfrac{1}{4} g_e^2) - \tfrac{1}{4} g_p^2 (g^2 + \tfrac{1}{2} g_e^2)\} \\ N = \tfrac{1}{4} g_e^2 g_p^2 - (g^2 - \tfrac{1}{4} g_e^2 - \tfrac{1}{4} g_p^2)^2 \end{cases} \quad [10]$$

dove $g = g_{45^\circ} = 980{,}629$ gal.

Allorchè varia il valore della gravità g per effetto di una anomalia Δg, variano i coefficienti [10], generando in base alla [2] una variazione Δi^2 di i^2 legata alle variazioni ΔL, ΔM, ΔN dei coefficienti, dalla:

$$\Delta i^2 = - \frac{i^4 \cdot \Delta L + i^2 \cdot \Delta M + \Delta N}{2 \, i^2 \, L + M} \qquad [11]$$

con

$$\begin{cases} \Delta L = \dfrac{\partial L}{\partial g} \cdot \Delta g = - g \, (g^2 - \tfrac{1}{2} g_e^2) \cdot \Delta g \\ \Delta M = \dfrac{\partial M}{\partial g} \cdot \Delta g = - g \, (2 \, g^2 - \tfrac{3}{4} g_e^2 - \tfrac{1}{4} g_p^2) \cdot \Delta g \\ \Delta N = \dfrac{\partial N}{\partial g} \cdot \Delta g = - g \, (4 \, g^2 - g_e^2 - g_p^2) \cdot \Delta g \end{cases} \quad [12]$$

Introducendo per g_{45°, g_e, g_p i valori dianzi richiamati si giunge con la [11] alla:

$$\Delta i^2 = 0{,}000949 \cdot \Delta g^{(\mathrm{mgal})} \qquad [13]$$

dove $\Delta g^{(\mathrm{mgal})}$ indica che la anomalia va espressa in milligal.

Indicando con m l'inverso dello schiacciamento a ($m = 297$), la variazione Δi^1 è legata alla variazione Δm di m dalla relazione

$$\Delta i^2 = -\frac{2\,m}{(m-1)^3} \cdot \Delta m = -\frac{\Delta m}{43660} \qquad [14]$$

eppertanto eliminando dalle [13] e [14] il Δi^2 si perviene alla:

$$\Delta m = 41{,}3 \cdot \Delta g^{(\mathrm{mgal})} \qquad [15]$$

atta ad esprimere la variazione dello schiacciamento della Terra in funzione della anomalia gravimetrica Δg. Eppertanto se $\Delta g = +1$ milligal la [1] e conseguentemente la [2] fornisce per i^2 un valore tale che rispetto a quello attualmente accettato dalla Unione Geodetica e Geofisica Internazionale, produce una variazione di 41 unità sull'inverso dello schiacciamento. E poichè non si possono utilizzare gravità osservate prive di anomalie, se non si vogliono effettuare dei semplici controlli numerisi (*), cosi

(*) A proposito di controlli numerici osserviamo che introducendo nella [6] al posto di g_e il valore consaputo 978,049 gal ed al posto di g_p e g_{45° rispettivamente i valori 983,221 3143 gal, 980,629 3867 gal e per i^2 il valore proveniente dalle misurazioni geodetiche, che fornisce lo schiacciamento $a = \frac{1}{297}$, ossia $i^2 = 0{,}006768170197186374$ la [6] stessa non risulta identicamente soddisfatta, ma presenta il residuo: $+ 0{,}00001545$ gal che viene annullato lasciando inalterati i valori gravimetrici sopra scritti, se si altera il valore di i^2 della quantità

$$0{,}00007466205$$

il che produce una variazione nel denominatore dello schiacciamento dell'importo 0,6 cioè minore di una unità. Si vede pertanto che i valori gravimetrici da introdurre nella [1] debbono essere considerati con sette cifre decimali del gal, ed i^2 con ben diciotto cifre decimali data la sensibilità della formula considerata, se si vuole condurre il calcolo con cifre esatte fino al centesimo di milligal ossia fino al milionesimo di *gal*, ordine di grandezza talvolta raggiungibile oggi con i gravimetri per le determinazioni delle gravità relative.

Il Somigliana che ha eseguito tali calcoli con gravità limitate a sole tre cifre decimali del gal ha ottenuto, data la grande sensibilità della formula per la i^2 una variazione che ha portato lo schiacciamento da 1/297 a 1/256!

dobbiamo concludere, dal punto di vista geodetico, e senza diminuire la grande importanza teorica della formula [1] di C. Somigliana, che essa non si presta alla determinazione dello schiacciamento, oppure del rapporto dei semi assi equatoriale (a) e polare (b) dell'ellissoide terrestre (*), in funzione delle gravità osservate, causa appunto la presenza in queste delle anomalie gravimetriche, che influiscono, in maniera assai rilevante, sulla determinazione del quadrato della eccentricità aggiunta.

RIASSUNTO

L'Autore mette in evidenza l'alto grado di sensibilità numerica della formula del Somigliana, che lega i valori di tre gravità, a tre latitudini diverse, al valore della eccentricità terrestre.

ABSTRACT

The Author puts in evidence the high degree of numerical sensibility of Somigliana's formula that unites the values of three gravities, at three different latitudes, to the value of Earth eccentricity.

BIBLIOGRAFIA

(1) Somigliana, C., *Sulla determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità.* « Atti dell'Acc. delle Scienze » di Torino, Vol **XVII**, Rendiconti del « Seminario Matem. e Fisico » di Milano, Anno I, Vol. **1**. Si veda pure in detto Seminario, ecc. la Nota di E. Bianchi dal titolo: Osservazioni sulla Comunicazione del Prof. Somigliana, ecc. stesso volume.

(2) « *Memorie della Società astronomica Italiana* », **IV**.

(*) Si osservi che tale rapporto è legato al quadrato della eccentricità aggiunta dalla relazione $a : b = \sqrt{1 + i^2}$.

Le oscillazioni libere del golfo di Civitavecchia e l'azione della viscosità cinematica

P. Caloi – M. C. Spadea

I. – È nostro proposito di studiare le oscillazioni libere caratteristiche dei principali golfi italiani, proseguendo la ricerca già iniziata con i golfi di Trieste (1) e di Napoli (2).

Oggetto del presente lavoro è lo studio delle oscillazioni libere del golfo di Civitavecchia.

È ben noto che tale studio presuppone la conoscenza della batimetria del bacino in esame, che consenta il calcolo di elementi idrografici indispensabili all'applicazione dei vari metodi idrodinamici. Come base del rilevamento degli elementi sopra accennati è stata scelta la carta dell'Istituto Idrografico della Marina, scala 1 : 5000. Il golfo è stato suddiviso in 19 sezioni trasversali distanti 50 metri l'una dall'altra. Le aree di dette sezioni e dei corrispondenti elementi di superficie fra sezione e sezione sono riportati nella Tabella 1.

È stato da noi applicato il metodo di Goldberg, la teoria del quale è stata già esposta in precedenti lavori (3). I calcoli sono stati piuttosto laboriosi poichè, contrariamente alle precedenti applicazioni, i risultati ottenuti erano sempre troppo discosti dai dati di osservazione.

Abbiamo dovuto limitarci ad un valore approssimato per difetto, quale risulta dalla Tabella 1 che, anche dopo la correzione di bocca, ha dato per il periodo dell'uninodale un valore di 6^m circa. Tale valore è evidentemente troppo discosto da quello fornito dall'osservazione, per le oscillazioni libere dell'uninodale, pari a circa $10^m,8$. Forse a causa della complessità del golfo e della sua limitata profondità, questa volta il metodo di Goldberg non poteva dare valori più approssimati.

Ad ogni modo, essi sono risultati troppo bassi per poterne attribuire la causa soltanto ai dati morfometrici.

Va qui notato che il valore di maggiore approssimazione lo ha fornito questa volta la formula di Merian, applicata sulla base di una lun-

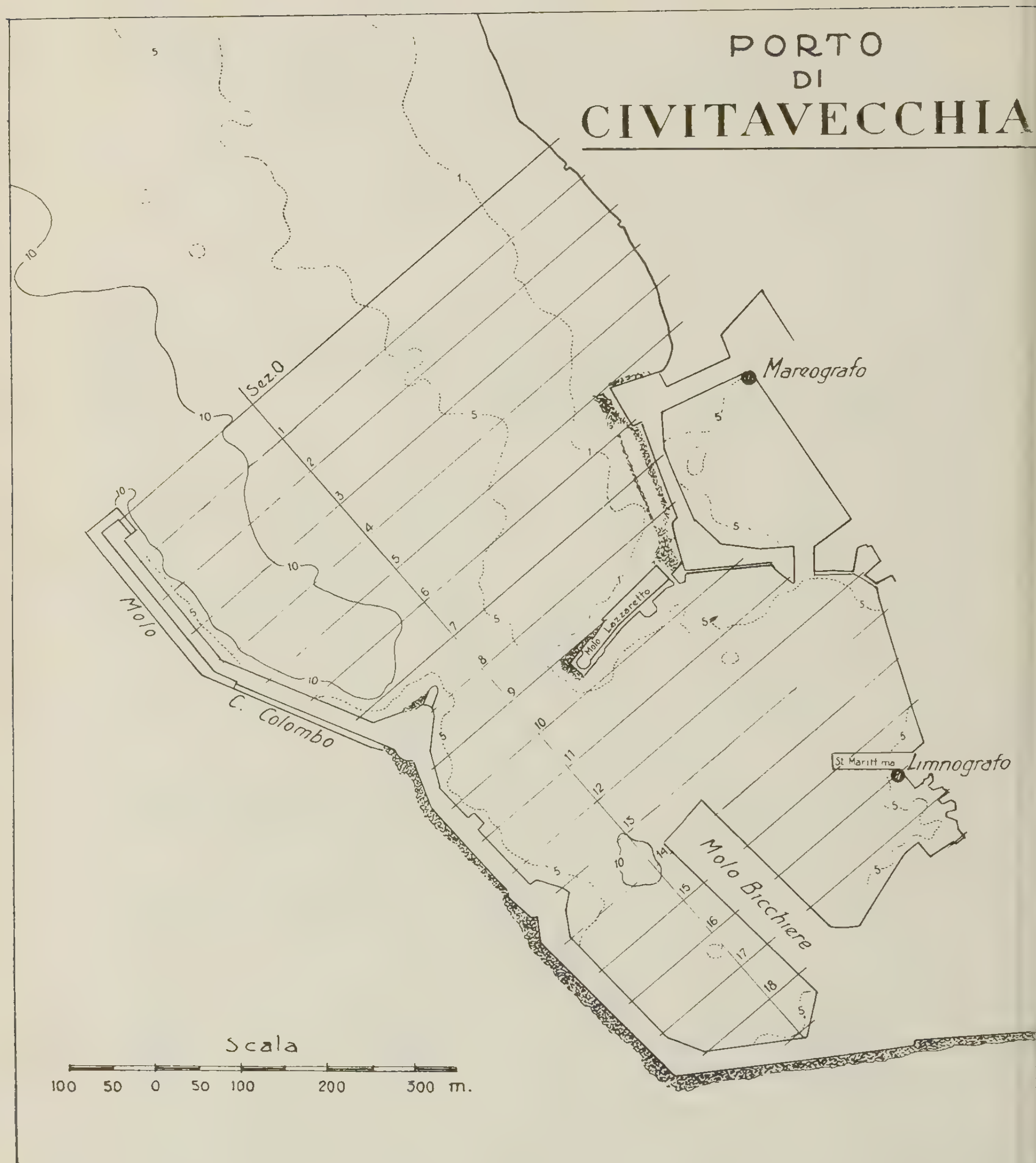

PORTO
DI
CIVITAVECCHIA
Mareografo
Limnografo
St Marittima
Molo Lazzaretto
Molo
C. Colombo
Molo Bicchiere
Sez.0
Scala
100 50 0 50 100 200 300 m.

Fig. 1

Tabella 1

Sezioni	$\Delta(x)$ m	$S(x)$ 10^2 m^2	$\Delta v(x)$ 10^2 m^2	$T = 5^m,2 = 312^s$ $\xi(x)$ m	$\eta(x)$ m	m $5.10^6 m^3$
0	0	42.50	0	235.3	0	1.000
1	50	35.00	328.75	283.4	0.4882	0.992
2	50	36.75	332.50	265.0	1.0762	0.974
3	50	40.75	332.50	232.4	1.6260	0.947
4	50	39.00	330.00	233.8	2.1082	0.912
5	50	37.75	313.75	230.7	2.5933	0.871
6	50	28.25	263.75	293.8	3.0720	0.830
7	50	25.75	262.00	303.7	3.6816	0.782
8	50	20.65	267.50	350.6	4.3118	0.724
9	50	20.40	248.75	324.0	5.0393	0.661
10	50	26.80	203.75	225.0	5.7116	0.603
11	50	33.00	267.50	157.6	6.1785	0.520
12	50	36.00	241.25	122.8	6.5055	0.442
13	50	35.00	253.75	101.7	6.7603	0.356
14	50	28.00	227.50	98.9	6.9713	0.277
15	50	22.00	201.25	93.2	7.1765	0.205
16	50	21.50	141.25	71.2	7.3699	0.153
17	50	26.75	172.50	32.9	7.5176	0.088
18	50	10.37	102.50	52.1	7.5859	0.054
19	50	0	45.50		7.6940	0.036

ghezza del golfo di 1 km e di una profondità media di circa 6 metri. Essa ha condotto, tenendo conto della correzione di bocca valutata in 1,15, ad un periodo per l'uninodale di 10^m circa.

Il problema nel caso specifico doveva quindi essere affrontato sotto un aspetto più completo, non limitandoci alla considerazione dell'acqua ritenuta come fluido ideale, cosa questa che riesce più che sufficiente nel caso di grandi bacini di considerevole profondità.

II. – *a*) L'azione della viscosità sulle oscillazioni libere nel porto di Civitavecchia.

I calcoli eseguiti per la determinazione dei periodi predominanti nelle oscillazioni secondarie, registrate nel porto di Civitavecchia, hanno condotto, come si è visto, a risultati che si discostano per difetto da quelli osservati.

Non vi è dubbio che l'allungamento del periodo è in stretta relazione con la viscosità dell'acqua marina.

Sui movimenti fluidi a grande raggio, come i movimenti oceanici o atmosferici, la viscosità non influisce in modo decisivo, perchè quei movimenti provengono da condizioni termodinamiche. Così pure nei movimenti liberi di masse liquide profonde, risulta inapprezzabile l'azione della viscosità. Non così nel caso di moti interessanti masse liquide poco estese e poco profonde: le equazioni di movimento, dedotte nell'ipotesi di moti rigorosamente laminari, non rispecchiano, in questi casi, che in modo soltanto approssimativo l'andamento del fenomeno.

In tali condizioni, va tenuto conto dell'attrito (interno ed esterno), che non è certamente nullo in nessun fluido. La valutazione esatta degli effetti della viscosità urta contro difficoltà talvolta notevoli. Le equazioni dell'idrodinamica con i termini di viscosità si presentano più complicate che nel caso di fluidi ideali. Inoltre, nel miscuglio di masse animate da moti diversi, i coefficienti di viscosità che intervengono non sono più delle costanti, ma delle funzioni dello stato di turbolenza, e quindi, in generale, delle coordinate e del tempo.

Il problema si presenta quindi complesso. Generalmente, per studiare le azioni dell'attrito, si considera un movimento fluido, nel quale si hanno scorrimenti per piani orizzontali gli uni sugli altri. Si suppone inoltre costante la velocità, nello spazio e nel tempo, in ogni piano orizzontale ([4]).

In oceanografia dinamica, l'attrito sul fondo è ritenuto proporzionale al quadrato della velocità, mentre il corrispondente fattore di proporzionalità dipende solo dalla natura del fondo. In pratica, può valere pure la definizione fisica dell'attrito esterno, che ritiene la forza di attrito sul fondo proporzionale alla velocità di slittamento del liquido.

Va infine osservato che, date le condizioni di spazio e di tempo in cui si verificano i fenomeni da noi presi in esame, la rotazione della erra non può avere su di essi effetti sensibili.

b) CASO DI MANCANZA DI CORRENTE SUL FONDO.

Siano u la velocità orizzontale della corrente (secondo l'asse delle x), μ e ϱ il coefficiente di viscosità e la densità dell'acqua, g l'accelerazione di gravità e ζ l'innalzamento della superficie provocato da una causa perturbante (p. es. il vento). Sarà $\nu = \mu/\varrho$ il coefficiente di viscosità cinematica (« eddy viscosity »).

Nel piano verticale xz, prendiamo z positivamente verso il basso dalla superficie indisturbata; la variazione di quest'ultima sia espressa da $z = -\zeta$.

Nell'ipotesi di mancanza di corrente sul fondo, il movimento dell'acqua in un canale unidirezionale, nello stato stazionario, è espresso da (5-6)

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - g \varrho \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 , \qquad [1]$$

con le condizioni

$$-\mu \, \partial u/\partial z = T \; (T, \text{ tensione tangenziale del vento}) \qquad [2]$$

alla superficie ($z = -\zeta$),

$$u = 0 \quad \text{sul fondo} \quad (z = h) \qquad [3]$$

e

$$S \equiv \int_{-\zeta}^{h} u \, dz = 0 , \qquad [4]$$

essendo S il flusso totale, normale alla costa.

Due successive integrazioni della [1] danno

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} = g \varrho \frac{\partial \zeta}{\partial x} z + A , \qquad [5]$$

$$\mu u = \frac{g \varrho}{2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} z^2 + Az + B , \qquad [6]$$

rispettivamente.

Dalla [5], ricordando la [2], si ha

$$T = g \varrho \frac{d \zeta}{dx} \zeta - A , \qquad [7]$$

mentre dalla [6], per la condizione [4], consegue

$$\mu u = \frac{g \varrho}{2} \frac{d \zeta}{dx} (z^2 - h^2) + A (z - h) . \qquad [8]$$

Ora

$$\int_{-\zeta}^{h} u\,dz = -\frac{1}{2\mu}\left\{ g\varrho \frac{d\zeta}{dx} \frac{2h + 3h^2\zeta - \zeta}{3} + A(h+\zeta)^2 \right\}.$$

Dalla [4] si trae

$$g\varrho \frac{d\zeta}{dx} \frac{2h^3 + 3h^2\zeta - \zeta^3}{3(h+\zeta)^2} + A = 0 \qquad [9]$$

Sostituendo nella [9] il valore di A dato dalla [7], risulta

$$\frac{d\zeta}{dx} = \frac{3}{2} \frac{T}{g\varrho(h+\zeta)}, \qquad [10]$$

che dà l'inclinazione della superficie sotto l'azione del vento.

c) Caso di slittamento sul fondo.

Se esiste slittamento sul fondo di velocità u_h, nel qual caso la condizione sul fondo — in luogo della [3] — è data dalla

$$-\left|\mu\,\partial u/\partial z\right|_{h=z} = f'\varrho u_h, \qquad [11]$$

essendo f' il coefficiente di attrito sul fondo, allora il primo integrale [5] diviene

$$-f'\varrho u_h = g\varrho \frac{d\zeta}{dx} h + A. \qquad [12]$$

La corrente di fondo u_h si può pure trarre dal secondo integrale [6]

$$\mu u_h = \frac{g\varrho}{2} \frac{d\zeta}{dx} h^2 + Ah + B. \qquad [13]$$

L'integrale da $-\zeta$ ad h della [13] è:

$$\frac{g\varrho}{2} \frac{d\zeta}{dx} \frac{h^3+\zeta^3}{3} + A\frac{h^2-\zeta^2}{2} + B(h+\zeta);$$

per l'equazione di discontinuità [4] si ha pertanto

$$\frac{g\varrho}{2} \frac{d\zeta}{dx} \frac{h^2 - h\zeta - \zeta^2}{3} + A\frac{h-\zeta}{2} + B = 0. \qquad [14]$$

Le formule [7], [12], [13] e [14] permettono di determinare le quattro incognite A, B, u_h, $d\zeta/dx = \gamma$. Specialmente in mancanza di at-

trito sul fondo ($f' = 0$), l'inclinazione della superficie può trarsi da [7] e [12] soltanto, cioè

$$\gamma = \frac{d\zeta}{dx} = \frac{T}{g\varrho(h+\zeta)} \qquad [10a]$$

Quando $f' \neq 0$, come generalmente avviene, si può procedere nel seguente modo.

Dalle [7] e [12], per somma, si ha

$$-f'\varrho\, u_h = g\varrho\gamma(h+\zeta) - T \qquad [15]$$

e, dalle [7] e [13],

$$\mu\, u_h = g\varrho\gamma h\left(\frac{h}{2}+\zeta\right) - Th + B\,. \qquad [16]$$

Per cui, sostituendo nella [16] il valore di u_h tratto dalla [15], si deduce

$$g\varrho\gamma\left[\frac{\mu}{f'\varrho}(h+\zeta) + h\left(\frac{h}{2}+\zeta\right)\right] - T\left(\frac{\mu}{f'\varrho}+h\right) + B = 0\,. \qquad [17]$$

Dalle [7] e [14] si ha ancora

$$g\varrho\gamma\left[\frac{h^2 - h\zeta + \zeta^2}{3} + (h-\zeta)\zeta\right] - \frac{T}{2}(h-\zeta) + B = 0\,.$$

Combinando quest'ultima con la [17], consegue

$$g\varrho\gamma(h+\zeta)\left[1 + \frac{f'\varrho(h+\zeta)}{3\mu}\right] = T\left[1 + \frac{f'\varrho(h+\zeta)}{2\mu}\right];$$

da cui, posto

$$N = \frac{1 + \dfrac{f'\varrho(h+\zeta)}{2\mu}}{1 + \dfrac{f'\varrho(h+\zeta)}{3\mu}}\,, \qquad [18]$$

si ha

$$\gamma = \frac{d\zeta}{dx} = \frac{NT}{g\varrho(h+\zeta)}\,. \qquad [19]$$

Si ha pertanto una formula analoga alla [10], corrispondente al caso in cui l'attrito sul fondo vale $f'\varrho\, u_h$. Del tutto simile sarebbe la conclusione per un attrito sul fondo espresso da $f'\varrho\, u^2_h$.

Va qui notato che il coefficiente N, dato dalla [18], si riduce a 1 se $f' = 0$ (assenza di attrito sul fondo) e a 3/2 se $f' = \infty$ (assenza di

corrente sul fondo); e che, per valori finiti di f' e di μ, il valore di N per mare di piccola profondità ($h \sim 0$) tende a quello spettante ad assenza di attrito sul fondo, e per mare molto profondo a quello corrispondente ad assenza di corrente sul fondo.

Va ancora osservato che, poichè nella [18] ζ appare sia nel numeratore che nel denominatore in maniera similare, esso può essere omesso in pratica, il suo effetto riuscendo comparativamente lieve, laddove in [19] può occasionalmente assumere grande importanza.

III. – Cambiamento di stato in un canale con attrito sul fondo finito; azione costante sopra un lago o un mare chiuso.

Sia T un vento costante — o γ_0 un gradiente barometrico (misurato in colonna d'acqua) —, iniziante ad agire bruscamente su tutta l'acqua inizialmente in quiete, e venga provocata una variazione di livello (inclinazione) $\gamma = -\partial\zeta/\partial x$. L'equazione del moto sarà allora rappresentata da

$$\left\{ \begin{array}{ll} \dfrac{\partial u}{\partial t} = \nu \dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2} + g\gamma & \text{per il vento } \nu = \dfrac{\mu}{\varrho} \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} = \nu \dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2} + g(\gamma + \gamma_0) & \text{per il gradiente barom.,} \end{array} \right. \qquad [20]$$

con le condizioni

$$\text{alla superficie } (z = 0) \quad \left. \begin{array}{ll} -\mu\,\partial u/\partial z = T & \text{per azione del vento} \\ -\mu\,\partial u/\partial z = 0 & \text{» » barometrica} \end{array} \right\} \qquad [21]$$

$$\text{sul fondo } (z = h) \qquad -\mu\,\partial u/\partial z = f'\varrho\, u_h \qquad [22]$$

$$\text{inizialmente } (t = 0) \qquad u = \gamma = 0\,; \qquad [23]$$

e l'equazione di continuità

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\frac{\partial S}{\partial x} \quad \text{o} \quad \frac{\partial\gamma}{\partial t} = \frac{\partial^2 S}{\partial x^2}$$
$$\text{dove } S = \int_0^h u\,dz\,. \qquad [24]$$

Un'espressione di u che soddisfa le equazioni da [20] a [24] è la seguente (7)

$$u = F\,\Sigma A_n \cos\beta_n z \left(1 - e^{-\nu\beta_n^2 t}\right) + \Sigma B_n \cos\beta_n z \int_0^1 \gamma(\tau)\, e^{-\nu\beta_n^2 (t-\tau)}\,d\tau\,, \qquad [25]$$

dove

$$\beta_n \text{ tang } \beta_n h = f' \frac{\varrho}{\mu} \equiv k \,, \qquad [26]$$

$$\left. \begin{array}{l} F = T \text{ per azione del vento} \\ F = \gamma_0 \text{ per gradiente barometrico} \end{array} \right\} , \qquad [27]$$

$$\left. \begin{array}{ll} A_n = \dfrac{2(\beta_n^2 + k^2)}{h(\beta_n^2 + k^2) + k} \cdot \dfrac{1}{\mu \beta^2_n} & \text{per vento} \\ A_n = \dfrac{2(\beta_n^2 + k^2)}{h(\beta_n^2 + k^2) + k} \cdot \dfrac{g \sin \beta_n h}{\nu \beta_n^3} & \text{per gradiente barometr.;} \end{array} \right\} \qquad [28]$$

$$B_n = g \frac{2(\beta_n^2 + k^2)}{h(\beta_n^2 + k^2) + k} \cdot \frac{\sin \beta_n h}{\beta_n} . \qquad [29]$$

Una verifica può essere eseguita per diretta sostituzione nelle equazioni da [20] a [24].

Ora, il flusso totale S diviene

$$S = \int_0^h u dz = F \Sigma A_n \frac{\sin \beta_n h}{\beta_n} \left(1 - e^{-\nu \beta_n^2 t}\right) + \Sigma B_n \frac{\sin \beta_n h}{\beta_n} \int_0^t \gamma(\tau)\, e^{-\nu \beta_n^2 (t-\tau)} d\tau , \qquad [30]$$

soltanto termini con $n = 0$ del quale possono essere introdotti nell'equazione di continuità [24]. Perciò abbiamo

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} \simeq \frac{d^2 F}{d x^2} \frac{A_0 \sin \beta_0 h}{\beta_0} \left(1 - e^{-\nu \beta_0^2 t}\right) + B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \int_0^t \frac{\partial^2 \gamma(\tau)}{\partial x^2} e^{-\nu \beta_0^2 (t-\tau)} d\tau . \qquad [31]$$

Abbiamo ancora

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = \nu \beta_0^2 \frac{d^2 F}{d x^2} \frac{A_0 \sin \beta_0 h}{\beta_0} e^{-\nu \beta_0^2 t} + B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{\partial^2 \gamma(\tau)}{\partial x^2} e^{-\nu \beta_0^2 (t-\tau)} d\tau \,;$$

ora, per la regola di derivazione sotto il segno di integrali contenenti un parametro, con estremi variabili, si ha

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{\partial^2 \gamma(\tau)}{\partial x^2} e^{-\nu \beta_0^2 (t-\tau)} d\tau = - \int_0^t \frac{\partial^2 \gamma(\tau)}{\partial x^2} \nu \beta^2_0\, e^{-\nu \beta_0 (t-\tau)} d\tau + \frac{\partial^2 \gamma(t)}{\partial x^2} .$$

Possiamo quindi scrivere

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = -\nu \beta_0^2 \left\{ \frac{d^2 F}{d x^2} \frac{A_0 \sin \beta_0 h}{\beta_0} \left(1 - e^{-\nu \beta_0^2 t}\right) + B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \int_0^t \frac{\partial^2 \gamma(\tau)}{\partial x^2} e^{-\nu \beta_0^2 (t-\tau)} d\tau \right\} +$$

$$+ B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} + \frac{d^2 F}{d x^2} \frac{A_0 \sin \beta_0 h}{\beta_0} \nu \beta_0^2 .$$

Per la [31], si ha

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} + \nu \beta_0^2 \frac{\partial \gamma}{\partial t} - B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \frac{d^2 F}{d x^2} \frac{A_0 \sin \beta_0 h}{\beta_0} \nu \beta_0^2 . \qquad [32]$$

Se il canale è di lunghezza L, possiamo scrivere

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \Sigma \gamma_m \sin \frac{m\pi}{L} x, \ \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \Sigma \gamma''_m \frac{\sin m\pi}{L} x, \ \gamma''_m = -\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 \gamma_m, \\ F &= \Sigma F_m \sin \frac{m\pi}{L} x, \ \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = \Sigma F''_m \frac{\sin m\pi}{L} x, \ F''_m = -\left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 F_m. \end{aligned} \right\} \qquad [33]$$

La [32] pertanto diviene

$$\frac{d^2 \gamma_m}{d t^2} + \nu \beta_0^2 \frac{d \gamma_m}{d t} + B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 \gamma_m = - A_0 \nu \beta_0 \sin \beta_0 h \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2 F_m . \qquad [34]$$

Posto

$$\sigma_m = \sqrt{B_0 \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0} \left(m \frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\nu \beta_0^2}{2}\right)^2}, \qquad [35]$$

nell'equazione differenziale a coefficienti costanti [34], l'equazione omogenea ha l'integrale

$$e^{-\frac{\nu \beta_0^2}{2} t} (C_1 + C_2) \left\{ \cos \sigma_m t + i \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} \sin \sigma_m t \right\}.$$

Un integrale particolare della [34] è

$$- \frac{A_0}{B_0} \nu \beta_0^2 F_m .$$

L'integrale generale della [34] è pertanto

$$\gamma_m (t) = e^{-\frac{1}{2} \nu \beta_0^2 t} (C_1 + C_2) \left\{ \cos \sigma_m t + i \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} \sin \sigma_m t \right\} - \frac{A_0}{B_0} \nu \beta_0^2 F_m .$$

Al tempo $t = 0$, $\gamma = \gamma_m = 0$, pertanto

$$C_1 + C_2 = \frac{A_0}{B_0} \nu \beta_0^2 F_m .$$

È inoltre, per $t = 0$, $\frac{d\gamma_m}{dt} = 0$; ne consegue

$$i \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\nu \beta_0^2}{2 \sigma_m}$$

Pertanto, l'integrale generale della [34] diviene

$$\left.\begin{aligned} \gamma_m &= -\frac{A_0}{B_0} \nu \beta_0^2 F_m \left[1 - e^{-1/2 \nu \beta_0^2 t} \left\{ \cos \sigma_m t + \frac{\nu \beta_0^2}{2 \sigma_m} \sin \sigma_m t \right\} \right], \\ \gamma_m &= -\frac{A_0}{B_0} \nu \beta_0^2 F_m \left[1 - \frac{\sqrt{4 \sigma_m^2 + (\nu \beta_0^2)^2}}{2 \sigma_m} e^{-1/2 \nu \beta_0^2 t} \cos (\sigma_m t - \varepsilon) \right], \end{aligned}\right\} \quad [36]$$

dove

$$\operatorname{tang} \varepsilon = \frac{\nu \beta_0^2}{2 \sigma_m} .$$

La [35] mostra che l'andamento della perturbazione sarà oscillatorio, oppure no, a seconda che è

$$\frac{4 B_0 \sin \beta_0 h}{\nu^2 \beta_0^5} \left(\frac{m \pi}{L} \right)^2 > 1 \text{ oppure } < 1 .$$

Il fattore di smorzamento è evidentemente $e^{-1/2 \nu \beta_0^2}$

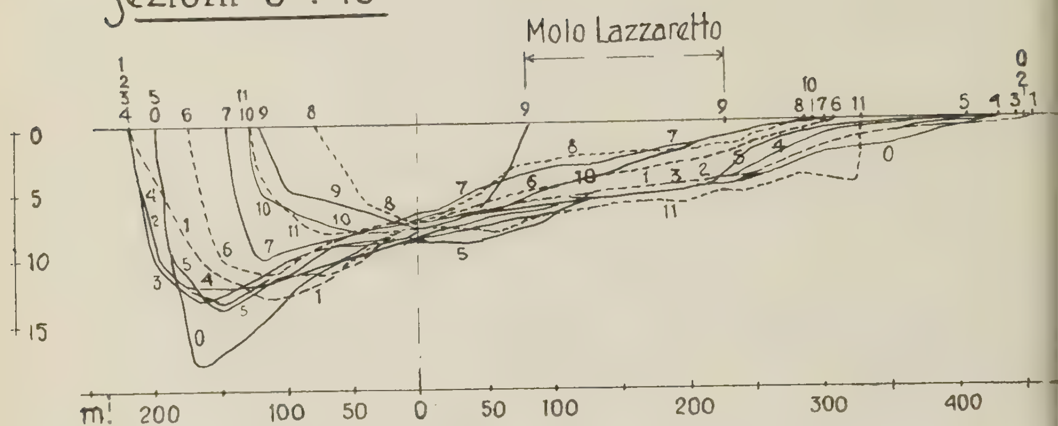
V. – Applicazione alla determinazione della viscosità dell'acqua del golfo di Civitavecchia.

Quello di Civitavecchia è un golfo con i fondali generalmente molto bassi (fig. 2). Le oscillazioni libere delle sue acque devono quindi risentire dell'effetto della viscosità. È quanto ci siamo proposti di determinare con il calcolo. La formula

$$T = \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{2\pi}{\sqrt{g h (m \pi / L)^2}}, \quad [37]$$

nota come formula di Merian, dà il periodo nel caso di fluido ideale.

Dall'elaborazione di lunghissime serie di registrazioni di oscillazioni uninodali, ottenute negli ultimi anni dal mareografo funzionante nel


Sezioni 0 ÷ 10
Molo Lazzaretto
m! 200 100 50 0 50 100 200 300 400
0
5
10
15

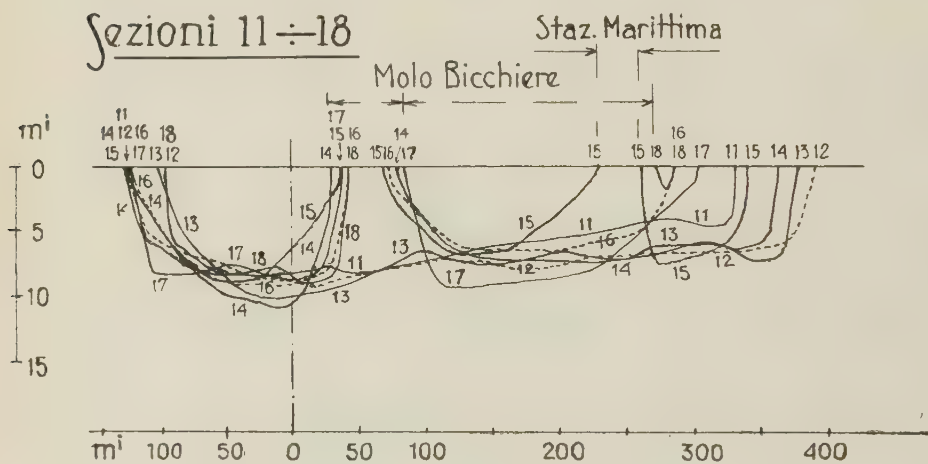

Sezioni 11 ÷ 18
Staz. Marittima
Molo Bicchiere
mi
0
5
10
15
mi 100 50 0 50 100 200 300 400

Fig. 2

porto di Civitavecchia, si è ottenuto per il rapporto di smorzamento, relativo a mezzo periodo (e valutato al cessare della causa perturbante) il valore medio

$$0{,}45$$

Ciò consente di ottenere per l'indice di smorzamento per mezzo periodo dell'oscillazione di 11_m circa, il valore

$$\frac{1}{2}\,\nu\,\beta_0^2 = 2{,}42.10^{-3}\ \mathrm{sec.}^{-1}$$

A causa della viscosità, a σ spetta l'espressione data dalla [35]. Quest'ultima, pertanto, può ritenersi corrispondere ai valori forniti dall'osservazione; indicando con σ_ν il valore relativo all'uninodale nel caso del fluido reale e con σ_o quello spettante al fluido ideale, dalle [35] e [37] si trae (per $m = 1$)

$$\sigma_0^2 = g\,h\,(\pi/L)^2\,,$$

$$\sigma_\nu^2 = B_0 \frac{\sin\beta_0 h}{\beta_0}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\,\nu\,\beta_0\right)^2,$$

da cui

$$\frac{B_0}{g}\,\frac{\sin\beta_0 h}{\beta_0 h} = \frac{\sigma_\nu^2 + \left(\frac{1}{2}\,\nu\,\beta_0\right)^2}{\sigma_0^2} \qquad [38]$$

La determinazione di σ_0 presuppone la conoscenza del periodo. Si può usare la [37], tenendo conto che qui trattasi di una baia. Pertanto, sarà L uguale al doppio della lunghezza di quest'ultima, che è di m 1000. Inoltre, la profondità media della baia è di metri 6; quindi, $h =$ m 6. Allora, dalla [37], fatto $m = 1$ (uninodale), si trae

$$T_0 = 8^{\mathrm{m}},6$$

Dobbiamo poi tener conto della correzione di bocca ([8]).

Nel caso in esame, essa è risultata pari a 1,15. Il periodo corretto, nel caso di fluido ideale, è quindi

$$T = 10^{\mathrm{m}}\ \text{circa}$$

Ne consegue

$$\sigma_0 = 1{,}05\cdot 10^{-2}$$

Il valore osservato per il periodo dell'oscillazione libera uninodale è

$$T = 10^{\mathrm{m}},8.$$

Scegliendo, in cifra tonda, 11^m, avremo

$$\sigma_0 = 9{,}5 \cdot 10^{-3}$$

Sostituendo nella [38], ne consegue

$$\frac{B_0}{g} \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0 h} = C = 0{,}87 \; . \qquad [39]$$

Ora, per $n = 0$, dalla [29] — tenuto conto della [26] — si deduce

$$\frac{B_0}{g} \frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0 h} = \frac{2\,(1 + tg^2\, \beta_0 h)}{1 + tg^2\, \beta_0 h + \dfrac{tg\, \beta_0 h}{\beta_0 h}} \left(\frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0 h}\right)^2 .$$

Ricordando la [39] si ottiene

$$\left(\frac{\sin \beta_0 h}{\beta_0 h}\right)^2 = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\, \beta_0 h}{2\, \beta_0 h}\right)$$

e quindi

$$4 \sin^2 \beta_0 h = 2\, C\, (\beta_0 h)^2 + C\, \beta_0 h \sin 2\, \beta_0 h \; .$$

Dando a C il valore [39], si ha

$$\beta_0 h = 1{,}44 \; .$$

Poichè la profondità media è $h = 6$ m, ne consegue

$$\beta_0 = 0{,}0024 \text{ cm}^{-1} \; .$$

Dal valore dell'indice di smorzamento $12\, \nu\, \beta_0^2$, abbiamo

$$\nu = \frac{2 \times 2{,}42 \times 10^{-3}}{5{,}76 \times 10^{-6}} = 840 \qquad \text{c.g.s.}$$

Abbiamo già notato che, per piccoli valori della profondità, il valore di N è prossimo all'unità. Tale è il caso in esame; e poichè il valore di $f\, h/\nu$ è molto piccolo, tenuto conto della [26] per $n = 0$, si trae

$$f' \cong 2\, h \left(\frac{1}{2}\, \nu\, \beta_0^2\right)$$

$$f' = 2{,}9 \qquad \text{c.g.s.}$$

Questo è però soltanto un valore approssimato per f', che può essere tratto direttamente dalla [26] — per $n = 0$ —, una volta noti β_o, $\beta_o h$, ν. Con i valori già calcolati — $\beta_o h = 1{,}44$; $\nu = 840$ — si ottiene infatti dalla [26]

$$f' = 15{,}3 \;\; \text{c.g.s.}$$

Ciò consente anzi di determinare, con maggior approssimazione, quale valore compete realmente ad N. Infatti, dalla [18] per $\zeta = 0$, per $\nu = 840$, $f' = 15,3$ e $h = 600$ cm; consegue

$$N = 1,39 \ (*).$$

Abbiamo così ottenuto i valori del coefficiente di attrito sul fondo (assunto linearmente proporzionale alla velocità di slittamento) f' e del coefficiente di viscosità cinematica («eddy viscosity») ν, associati alle normali oscillazioni libere uninodali del golfo di Civitavecchia. I loro valori variano — a parità di altre condizioni — con l'ampiezza e crescono al crescere di quest'ultima. Nel caso considerato — attesa la piccola profondità — la corrente sul fondo non è molto minore di quella in superficie. I calcoli furono condotti su questa ipotesi.

V. – Restava da verificare, per via indiretta, il valore della viscosità cinematica, ottenuto nel paragrafo precedente.

Qualora questo fosse stato attendibile, sostituiti nella [35] — fatto $m = 1$, per l'uninodale — i valori numerici dei termini $\dfrac{B_o \sin \beta_o h}{\beta_o h}$ e $1/2 \, \nu \beta_o^2$, ottenuti nelle ipotesi fatte, si sarebbe dovuto ottenere per σ_1 — e quindi per T_1 — un valore prossimo a quello conseguente alle osservazioni.

Fatti i calcoli si è infatti ottenuto

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sigma_1} = 9^{m}, 4$$

che, moltiplicato per il fattore di correzione di bocca 1,15, dà

$$T_1 = 10^{m}, 8 \ ,$$

che coincide effettivamente con la media dei valori osservati per l'uninodale del golfo.

VI. – Circa le oscillazioni libere osservate nel porto di Civitavecchia, va detto che predomina fra esse, la uninodale. Non abbiamo ancora avuto modo di elaborare un cospicuo numero di mareogrammi, ma da quelli già sottoposti a spoglio risulta chiaro che l'uninodale *è sempre presente* e insorge di continuo, con estrema facilità. Fra le non molte

---

(*) Nel caso analogo, considerato da T. Nomitsu, anziché $N = 1$, come presuppone l'Autore, il calcolo fornisce $N = 1,36$.

osservazioni esaminate, abbiamo notato spesso *ampiezze ragguardevoli*, dell'ordine di 20 e più centimetri. Sovente, sovrastano la stessa marea.

È nostro proposito iniziare — non appena possibile — una serie sistematica di osservazioni, con apparecchi più adatti a questo fine.

A scopo sperimentale, furono eseguite alcune registrazioni presso la Capitaneria di Porto, in due giorni di perfetta calma del mare. La sessa uninodale — sia pure di piccola ampiezza — è stata sempre presente. Ci limitiamo a riportare l'esempio dato dalle figg. 3,4,5,6,7,8,9,10.

In essa, oltre all'uninodale, si vede — sovrapposta a quest'ultima, a partire dalle ore 18,35 — una serie di altre oscillazioni libere, di minor periodo. La più ampia, ha un periodo di 3^m circa, poco più. Più che di una oscillazione multinodale, interessante l'intera baia, riteniamo trattarsi di una sessa uninodale di una parte del porto, e precisamente di quella che ha la sua imboccatura fra il molo Bicchiere e il molo Lazzaretto. Fatti i calcoli approssimativi, tale parte del porto infatti, risulta avere — tenuto conto della correzione di bocca e per una profondità media, di 6 m circa — un'oscillazione libera uninodale dell'ordine di $3^m,25$ circa, in buon accordo quindi con quella osservata.

Sia di queste oscillazioni, sia sopra tutto della causa prima che provoca l'insorgere nel porto dell'uninodale dell'intero golfo, ci proponiamo di interessarci nel proseguimento della ricerca.

RIASSUNTO

Scopo di questo lavoro era lo studio delle oscillazioni libere del porto di Civitavecchia.

L'applicazione delle ordinarie teorie termodinamiche, condussero però a valori troppo diversi — per difetto — da quelli osservati. L'acqua non poteva essere quindi ritenuta — nel caso in esame — come fluido ideale. Data la piccola profondità media del porto (6 metri ca.), e la sua relativa estensione, la viscosità doveva influire sull'allungamento del periodo.

Esaminato questo aspetto del problema, l'applicazione di una teoria sull'effetto della viscosità cinematica, ha portato ad ottimi risultati. Per l'uninodale del golfo si è ottenuto un valore teorico ($T = 10^m, 8$)*, coincidente con la media di quelli osservati. L'allungamento del valore del periodo, quale si avrebbe avuto nel caso di fluido ideale, è risultato corrispondente all'azione della viscosità dinamica, per la quale si è ottenuto* $\nu = 840$ *c.g.s.*

ABSTRACT

The aim of the present work is the study of free oscillations in the Port of Civitavecchia.

The application of ordinary thermodynamic theories has yielded, however, values too shorter than those observed. Thus, in this particular case, water could not be considered an ideal fluid. In view of the modest depth of the port (about 11½ feet) and its comparatively considerable extent, it must be supposed that viscosity influenced the increase of the period.

After having considered this aspect of the problem, a theory concerning the effect of kinematic viscosity was applied yielding excellent results. A theoretical value ($T = 10^m, 8$) coinciding with the average observed was obtained for the uninodal of the gulf. The lengthening of the period which would take place in the case of an ideal fluid has turned out corresponding to the action of dynamic viscosity for which we obtained $\nu = 840$ c.g.s.

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi, P., *Sesse dell'alto Adriatico, con particolare riguardo al golfo di Trieste*, Memoria CCXLVII del R. Comitat. Talass. It., Venezia 1938.

(2) Caloi, P. - Marcelli, L., *Oscillazioni libere del golfo di Napoli*, « Annali di Geofisica », **II**, (1949).

(3) Caloi, P., *Le sesse del Lago di Garda, Parte II*, « Annali di Geofisica », **I**, (1948).

(4) Bjerknes, V. - Bjerknes, J. - Solberg, H., - Bergeron, T., *Hydrodynamique physique*, **I**, 187.

(5) Nomitsu, T. - Takegami, T., *Coast effect upon the Ocean Current and the Sea Level. I. Steady State.* « Memoirs College Science Kyoto Imp. Univ. », **XVII**, 3, (1934).

(6) Nomitsu, T., *Coast effect upon the Ocean Current and the Sea Level. II. Changing State.* « Memoirs College Science Kyoto Imp. Univ. », **XVII** 5, (1934).

(7) — *A Theory of Tunamis and Seiches...* « Memoirs College Science, Kyoto Univ. », **XVIII**, 4, (1935).

(8) Caloi, P., Spadea, M. C., *Le sesse del Lago di Garda. Parte IV.* « Annali di Geofisica », **VI**, (1953).

The Mechanism of the Earthquakes in Terms of the Dislocation Theory

S. Droste-R. Teisseyre

During the last years there originated quite a number of model theories of seismic foci. In such models the dynamic proces in the focus is substituted by the action of a classic system of equivalent mass forces. Among works on this subject the publications of the school of W. I. Keylis-Borok, as well as of H. Honda should be mentioned in the first order.

Let us consider the simplest model of a focus, that is the case of a simple point force. The expression for displacement $\bar{u}$ in such a case is given by the classic Love's formulas. The dependence of the force from time is here expressed by an arbitrary function $\varkappa(t)$. If this function will be discontinuous, as for example in case of a step function ($\varkappa = 0$ for $t < 0$, $\varkappa = 1$ for $t > 0$), than Love's formula for $\bar{u}$ determines the creation of a infinitesimal dislocation element at time $t = 0$. This problem is discussed in detail by Nabarro ([10]).

In this manner model theories represent the creation of dislocation elements for such cases in which the time dependence of active forces is discontinuous.

To this category there belong also the publication of A. Wwiedenskaja ([12]) on the mechanism of earthquakes, represented as a creation of a finite dislocation of the disc type. Formally her work differs from the preceding group, because of direct use of the theory of physical dislocation.

The localisation of the dislocation created — should be determined by the stresses occurring in the medium however no such relation is clearly given by the theories discussed above.

We should like to present a new theory of the mechanism of earthquakes. The starting point of this theory is the assumption, that there exists a nonhydrostatic part of stress in the medium, as well as a field of inhomogenities in the largest sense. Such inhomogenities, even very

small in size, may serve as points of attachment. They institute the nucleus of dischargement of the strain energy occurring in the medium and together with stresses they determine the earthquake's area.

These obvious assumptions may be considered further in the light of the theory of physical dislocations, which may be interpreted as the theory of inhomogenities in a field of forces. The theory of physical dislocation was developped in the solid state physics.

Before going further on we will stop for a short while on basic definitions and consequences of the physical dislocation theory. The simplest example is represented by linear dislocation. Classically is will be defined, as follows: a cut is executed along a chosen halfplane and afterwards the material on both sides of the cut is displaced relatively by a constant wector b (what is called Burgers' vector). The edge of the dislocated halfplane is called dislocation line.

The main part of the selfenergy of dislocation, determined as the energy of the deformation created, is acumulated in the neighbourhood of the dislocation line. The displacement of the dislocation line gives an increase in the dislocation area.

It may be said that the potential energy of physical dislocation expresses the tendency of the whole medium's deformation. This potential energy is liberated by the movement in this moment when the dislocation reaches the medium's boundary.

In order to define fully dislocation Burgers' sing convention which serves to determine the relation between the circulation along the dislocation line and the direction of relative displacement of the medium on both sides of dislocation should be used.

The dislocation vector $\bar{b}$ which is situated in the cut plane (which is called also the slip plane) may be parallel to the dislocation line — in this case the dislocation is of the screw type, or it may be vertical to the dislocation line in which case we call the dislocation edge dislocation.

The external stress field exerts it's influence on the dislocation through interaction with the field of dislocation. This influence may be expressed as the action of force on an element of the dislocation line $d\sigma$

$$F = (P \cdot \bar{b}) \times d\sigma \qquad [1]$$

where P being the stress tensor.

Similary there exist an interaction between dislocation. Dislocations of opposite signs are attracted to each other, of the same signs are being repulsed. These forces are inversely proportional to distance between them.

Dislocation which have curved dislocation lines, especially, closed ones, will serve as a generalisation of dislocations discussed above. Dislocations having curved closed dislocation lines are called loop dislocations. We will consider now very small loop dislocations. These have interesting properties, which deserve more detailed study.

We are considering now dislocations situated in a common slip plane. Loop dislocations of the same signs are now attracted to each other. This is caused by the fact that the elements of dislocations situated nearest one to each other have opposite signs. As the result of such atraction two loop dislocations may approach each other and afterwards join into one. As a consequence of such a synthesis a dislocation comprising a greater area is created. Different kinds of dislocations may arise by means of a chain of such syntheses.

Now to the basic assumptions of the present work we will add that the value of the nonhydrostatic part of the stress field and density of inhomogenities of the medium are extrenally great in the neighbourhood of a suppossed plane ($y = 0$). As we will see this plane and it's neighbourhood constitute the stage upon which dislocative processes and accompaning earthquakes take place. This plane, together with it's neighbourhood institute the area of seismic activity. It may be called also the hypocentric plane.

Let us assume that the nonhydrostatic stresses are represented by the shear stress p_{yz}. Now we can proove that the constant field p_{yz} on the plane may be represented by an equal distribution of loop microdislocations characterized by Burgers vector b_z and by normal vector of the direction — y. If n will represent the number of microdislocations for an unit of surface and ϱ_o will represent their radius, than we will obtain:

$$p_{yz} = \frac{n b}{\varrho_0} \cdot \frac{\mu c^2}{4} \left(\frac{3}{c^2} - \frac{2}{a^2} \right) . \qquad [2]$$

Here we can go to the limit $n \to = \infty$, $b_z \to 0$, $\varrho_o \to 0$, but under the condition $\lim \frac{n b_z}{\varrho_o} = \text{const.}$

Assuming the existence of inhomogenities on the considered plane, bigger loop dislocations will arise around them under the influence of the field p_{yz}. As an example let us consider the extreme case of inhomogenities in the form of small incompressible intrusions. Inside the area occupied by such an intrusion no microdislocation will appear because of the incompressibility of the medium constituting this intru-

sion. Instead there appears a bigger loop dislocation around the intrusion. In this manner inhomogenities quantize, as it were, the field p_{yz}. The loop dislocations created around inhomogenities we will consider as elementar loop dislocations. It may be said that elementar loop dislocations represent inhomogenities in the field p_{yz}. Later the action of a sufficiently great field p_{yz} and the interaction between dislocations causes their deformation by an increase in surface which dislocation comprises.

Now we must assume that a fluctuation in density of inhomogenities exist on the considered plane. It could be now said also in other words that there exist a fluctuation in the density of loop dislocations. In the region of the maximal concentration of inhomogenities, there arise a greater dislocation by it's own growth and by syntheses with neigh-

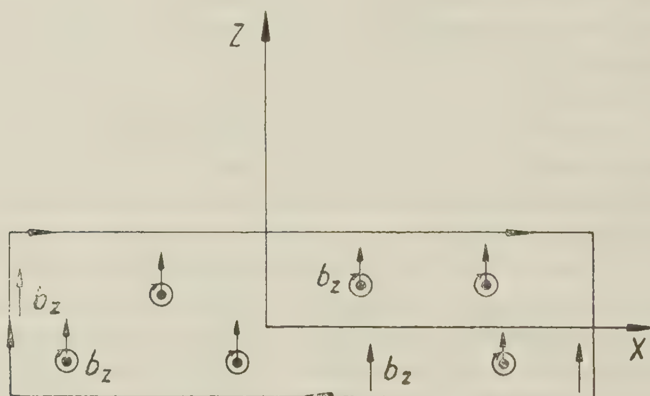


Fig. 1.

bouring dislocation. The creation of greater dislocation elements may be of violent nature giving source to seismic shocks. It should be mentioned, however, that the greater part of the work of the field p_{yz} is consumed by an incorease in internal energy of the dislocation. Therefore it is to note, the earthquakes caused by violent creation of dislocations or of their movements will belong to the weaker category. The dislocation created in the manner described above may be represented by a pair of edge dislocations limited by sides of screw dislocations (fig. 1). In an extreme case we obtain a pure pair of edge dislocations infinitely long, composed with two dislocation of opposite signs.

Further under the influence of the field p_{yz} the dislocation 1^+ and 1^- go asunder. This may occur under the condition that, the forces of the

field p_{yz} must be greater, than the force of attraction, between the pair of dislocations (forces are usually expresses for an unit of length).

We will now pay attention to particular cases of dislocative processes on the discussed plane. Firstly we will examine the case when there exists one center of generation of dislocations. Let us assume that it is concentrated along the line " 0 " (fig. 2).

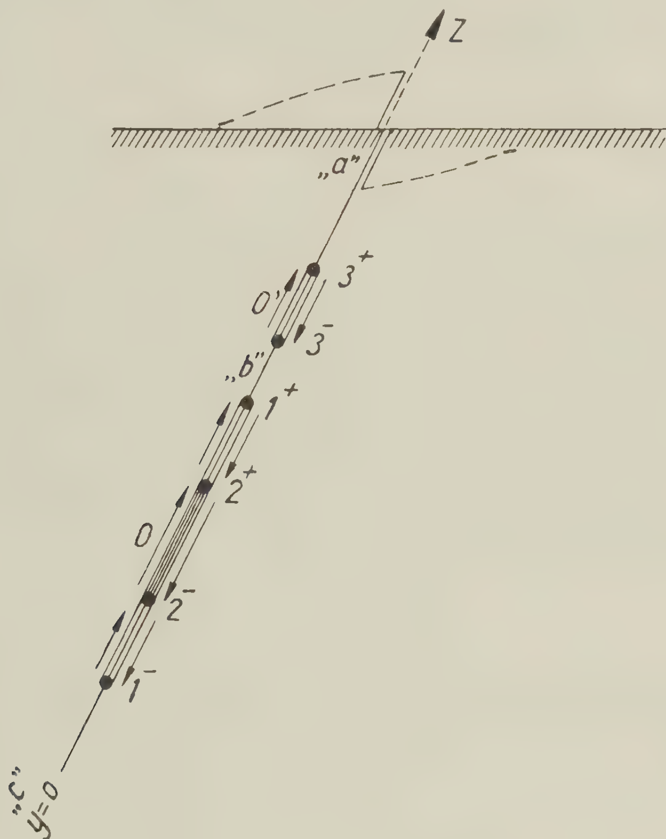


Fig. 2.

Many pairs of dislocations are created around the line " 0 " as the result of constant action of the field p_{yz}. Each of these pairs go asunder, as it was described above. In consequence a situation as on drawing is created. In such case the neighbouring dislocation 1^+ and 2^+ are of the same sign and are repulsing each other. This leads, as it were, to " jostling " of the extremely situated dislocation by dislocations situated near centre " 0 " towards external directions.

When there exists also the second center " 0' " of generation of the dislocation (3^+, 3^-), then the dislocation 1+, 3^- will attract and approach to each other.

In the area (" *b* ") the dislocations 3^- and 1^+ will join and annihilate themselves, with accompanying dischargement of their energy. We assume that initially the approach is slow, when they reach the distance L a violent movement will occur and the dislocations will join and disapear. Their energy at distance L is (Koehler (3))

$$E = \frac{\mu}{2\pi\,(1-\sigma)}\left(\log\frac{L}{2\,r_0} - \frac{1}{4\,(1-\sigma)}\right) l_0\, b_z^2 \qquad [3]$$

where σ being Poisson's coefficient, r_o being a radius of the dislocation line (a small value), l_o the length of the dislocation.

The expression [3] presents the selfenergy and interaction energy of the dislocation 3^- and 1^+. In the result of the movement the energy [3] is partly converted into kinetic energy and by the confluance of dislocations is discharged in the whole. The value of energy discharged will be of the same order of magnitude as in formule [3]. The work of the field p_{yz} and of resistance forces was not taken into account. The displacement $\bar{u}^a$ originating from the annihilation of the dislocations may be expressed, as follows:

$$\bar{u}^a = \bar{u}^s - \bar{u}^c \qquad [4]$$

where $\bar{u}^s$ reoresents the static field of a pair of edge dislocations (Nabarro (10)):

$$u^s_x = 0\,,$$

$$u^s_y = \frac{1}{\pi}\,K\,\frac{y^2 z}{r^4}\,b_z L + \frac{1}{2\pi}\,(1-K)\,\frac{z}{r^2}\,b_z L\,,$$

$$u^z_s = \frac{1}{\pi}\,K\,\frac{y z^2}{r^4}\,b_z L + \frac{1}{2\pi}\,(1-K)\,\frac{z}{r^2}\,b_z L\,,$$

$$\left(K = 1 - \frac{c^2}{a^2}\ ,\ r^2 = y^2 + z^2\right)$$

and $\bar{u}^c$ represents the field of creation of a pair of edge dislocations [13]:

$$u_x^c = 0 \,,$$

$$u_y^c = \frac{1}{\pi} \frac{c^2}{a^2} z\, b_z\, L \left(- \frac{y^2\, at}{r^4 A} + \frac{A\, at}{r^4} - \frac{4\, y^2 A\, at}{r^6} \right) \left(\text{for } \frac{r}{a} \leqslant t \right) -$$

$$- \frac{1}{\pi}\, z b_z\, L \left(- \frac{y^2\, ct}{r^4\, C} + \frac{C\, ct}{r^4} - \frac{4\, y^2\, C\, ct}{r^6} + \frac{1}{2} \frac{ct}{r^2\, C} \right) \left(\text{for } \frac{r}{c} \leqslant t \right)$$

$$u_z^c = \frac{1}{\pi} \frac{c^2}{a^2} y\, b_z\, L \left(- \frac{z^2\, at}{r^4 A} + \frac{A\, at}{r^4} - \frac{4\, z^2 A\, at}{r^6} \right) \left(\text{for } \frac{r}{a} \leqslant t \right) -$$

$$- \frac{1}{\pi}\, y\, b_z L \left(- \frac{z^2\, ct}{r^4\, C} + \frac{C\, ct}{r^4} - \frac{4\, z^2\, C\, ct}{r^6} + \frac{1}{2} \frac{ct}{r^2\, C} \right) \left(\text{for } \frac{r}{c} \leqslant t \right)$$

$$\left(A = \sqrt{a^2\, t^2 - r^2} \quad , \quad C = \sqrt{c^2 t^2 - r^2} \right) .$$

The creation (annihilation) takes place at the moment $t = 0$.

The annihilation of the dislocation 1^+ and 3^- is accompanied by the confluence of the dislocation areas limited by them into one deformation area. Now we must pay the attenuation to the region " *a* " near the Earth's surface.

The influence of the free surface may be expressed by means of the well known image method. The field of the dislocation in the presence of free earth surface may be expressed as the total of the dislocation field and it's image, the image being a dislocation of opposite sign. Such resultant field leads to disparition of stresses on the earth surface. In such a manner the action of the free earth surface may be represented as the interaction between the dislocation and it's image. This action manifests itself always as an attraction of the dislocation to the earth surface. Naturally this will concern in first order the dislocation 3^+ and after 2^+.

In consequence of movements of dislocation 3^+ the dislocation area approach to the Earth's surface. When the dislocation reaches it, then it's stresses will be released. As in this case the field of stresses equals the total of the dislocation and it's image, the energy of dischargement will be expressed as in the former case but with a coefficient equals to 1/2

$$E = \frac{1}{2} \frac{\mu}{2\,\pi (1 - \sigma)} \left(\log \frac{L}{r_0} - \frac{1}{4 (1 - \sigma)} \right) l_0\, b_z^2 \tag{5}$$

where L represents now the distance between the Earth's surface and the dislocation at this moment, when the rapid movement of the dislocation in the direction of the surface begins. One would say, at this moment when the dislocation is about to leap to the earth surface.

In the area " *c* " the dislocation 2^- moves deep into the Earth accompanied by the deformation of the medium. In such a manner the slip increases also in this direction. It may be postulated that in deep strata of the Earth there will also occur a dischargement of dislocation stresses. The character of this dischargement, however, may be more gradual and it is difficult to say something precise about it at this moment.

I will amplify the above, presenting a few data concerning the earthquakes of type " *a* " that is to say of this type in which the dischargement of energy take place on the Earth's surface and the deformations represented by dislocations reach this surface.

For example let us consider several great earthquakes for which the length and magnitude of slip of dislocations on the earth surface are known (Table 1).

The mechanism of earthquakes presented above constitutes at the same time a theory of origin of dislocations. From the above considerations follows that they originate as the result of displacement of physical dislocations along a given plane. The physical dislocations are connected closely with the existance of stresses and inhomogenities of the media.

Table 1

Earthquake	Length of slip l_0	Magnitude of slip b_z	Energy (formula [5])	Magnitude of earthquake M	Energy from eq.: $\log E = 11 + 1{,}6 M$
California 1906	450 km	7 m	$2 \cdot 15^{24} \cdot d$ erg	8 1/4	$1{,}6 \cdot 10^{24}$ erg
Nevada 1915	30 km	5 m	$1 \cdot 10^{23} \cdot d$ erg	7 3/4	$2{,}1 \cdot 10^{23}$ erg
Mino-Ovari 1891	65-120 km	7 m	$3\text{–}5 \cdot 10^{23} \cdot d$ erg	7 1/2	$1{,}0 \cdot 10^{23}$ erg
Assam 1897	20 km	12 m	$2{,}5 \cdot 10^{23} \cdot d$ erg	8 1/2	$4{,}0 \cdot 10^{24}$ erg
			$d = \log \frac{L}{r_0} - \frac{1}{4(1-\sigma)}$		
			d being of order 2-4		

To the end of this communication we shoud like to add that the field p_{yz} acting in the neighbourhood of the plane $y = 0$ characterized by great inhomogenities, acts also on neighbouring elements of the surfaces $z = \text{const}$. The processes occurring in these planes will be of course less important and may be considered as only accompaning the basic phenomena along the plane $y = 0$.

RIASSUNTO

Viene esposto un nuovo meccanismo per terremoti, alla luce della teoria delle dislocazioni. I presupposti base sono l'esistenza di una parte non idrostatica delle tensioni nel mezzo (p_{yz}) *e una certa distribuzione delle inomogeneità. Questa distribuzione determina un piano e il suo intorno, come il piano del processo di dislocazione attiva (piano di slittamento,* $y = 0$).

Si dimostra che le inomogeneità possono essere rappresentate da dislocazioni a cappio, in presenza del campo p_{yz}. *Le dislocazioni a cappio possono aumentare sotto l'influsso del campo* p_{yz} *e sotto l'interazione fra le medesime (sintesi dei cappi). Come risultato, conseguono coppie di dislocazioni torcenti e di confine. Allora le dislocazioni della stessa coppia sono costrette, dall'intenso campo* p_{yz}, *a procedere separatamente. L'area di scorrimento, in tal modo, aumenta. La fusione delle due dislocazioni associate alle coppie vicine, deternami il loro annientamento e la liberazione della loro energia, il che provoca un ulteriore aumento dell'area di scorrimento omogeneo. Similmente, quando la dislocazione raggiunge la superficie terrestre, la sua energia verrà liberata (nel qual caso, va preso in considerazione il fattore* $\frac{1}{2}$ *nei confronti con il caso precedente).*

Il confronto dell'energia liberata, così determinata, è in buon accordo con i dati di osservazione.

ABSTRACT

A new mechanism of earthquakes is evolved in the light of the physical dislocation theory. The basic assumptions are the existence of a nonhydrostatic part of stresses in the medium (p_{yz}) *and a supposed distribution of inhomogenities. This distribution determines a given plane and it's neighbourhood, as the plane of active dislocation processes (slip plane,* $y = 0$).

It is shown that the inhomogenities could be represented by the loop dislocations in the presence of the field p_{yz}. The loop dislocations may increase under the influence of the field p_{yz} and under the interaction between themselves (synthesis of loops). As the result, there arise pairs of the screw as well as edge dislocations. Then the dislocations from the same pair are constrained by the strong field p_{yz} to go asunder. In such manner the slip area increases. The blending of the two dislocations from the neighbouring pairs give their annihilation and dischargement of their energy, this is accompanied by further increase in the homogeneus slip area. Similarly when the dislocation reaches the Earth's surface it's energy will be discharged (now the factor 1/2 in the comparison with the preceding case must be taken into account).

The comparison of the dischargement's energy is in good agreement with the observation data.

REFERENCES

(1) Bilby, B. A., *Proc. Phys. Soc. A.*, **63**, 191 (1950).

(2) Burgers, I. M., *Proc. Acad. Sci. Amst.*, **42**, 293 (1939).

(3) Eshelby, I. D., *Proc. Roy. Soc. A.*, **197**, 396 (1949).

(4) — *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A.*, **244**, 877, 87 (1951).

(5) — Frank, F. C., Nabarro, F. R. N., *Phil. Mag.*, **41**, 351 (1951).

(6) Frank, F. C., *Proc. Phys. Soc. A.*, **62**, 131 (1949).

(7) Honda, H., *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, Geophys. **9**, Supp. (1957).

(8) Keylis-Borok, W. I., *D. A. N. USSR*, **70**, 6 (1950).

(9) Koehler, I. C., *Phys. Rev.*, **60**, 397 (194).

(10) Nabarro, F. R. N., *Phil. Mag.*, **122**, 1224 (1951).

(11) Peach, M., Koehler, I. C., *Phys. Rev.*, **80**, 436 (1950).

(12) Wwiedenskaja, A. W., *Izw. A. N. USSR*, **3**, 277 (1956).

(13) Teisseyre, R., *Acta Geophysica Polonica* (in press).

Macroseismic Evidence for the Fault Plane

A. G. Galanopoulos

Under the assumption that the earthquakes are the result of faulting under the action of a couple the amplitudes of the longitudinal waves and those of the transverse waves are zero in all directions situated in the fault plane (Honda-Emura, 1957). Taking this into consideration, it is intuitively evident that the minimum radius of the felt area should occur in the direction of the fault plane. The unsymmetrical energy distribution from the hypocentre proved strong enough not to be masked by the influence of the inhomogeneity of the medium, especially of the upper layers, upon the isoseismal pattern (Keilis Borok, 1956). Such being the case, the minimum radius of the macroseismic area should be used auxiliarly in the case it is not possible with the help of the initial motion of transverse waves or in other way to determine which of the two nodal planes for longitudinal waves in the focus was the actual fault plane.

The macroseismic evidence presumably fails in case of dip-slip motion and reasonably is a striking one in the transcurrent type earthquakes. The suggestion is illustrated by the data of some well studied shocks. The earthquake of November 2, 1954 near Sumbawa Island (8°. OS, 119°. OE) is a very typical example: strike of the fault plane N 1° E; azimuth of the fault movement N 182° E (Ritsema, 1957); diameter of the felt area in the E-W direction about 800 km and perpendicular hereto 400 km only (Ritsema, 1955).

The Kern County earthquake of July 21, 1952 started from the White Wolf fault. With the assumption that the strike of the earthquake fault is in azimuth of about 50° from north towards east, the seismic solution led to the following results (Gutenberg, 1955): at the depth of the source (about 10 miles) the fault plane has a dip of about 60° to 66° towards southeast; the slip along the fault was roughly up towards north in the upper block, down towards south in the lower; the vertical component of the slip was about 1.4 times that of the horizontal; the horizontal component produced a relative movement northeastward

in the upper block (southeast of the fault), southwestward in the lower (northwest of the fault). As the motion was much closer to dip-slip motion than to strike-slip the macroseismic evidence is not conspicuous. However, the minimum radius of the felt area occurs clearly in the direction of the fault plane. The evidence is more clear under the as-

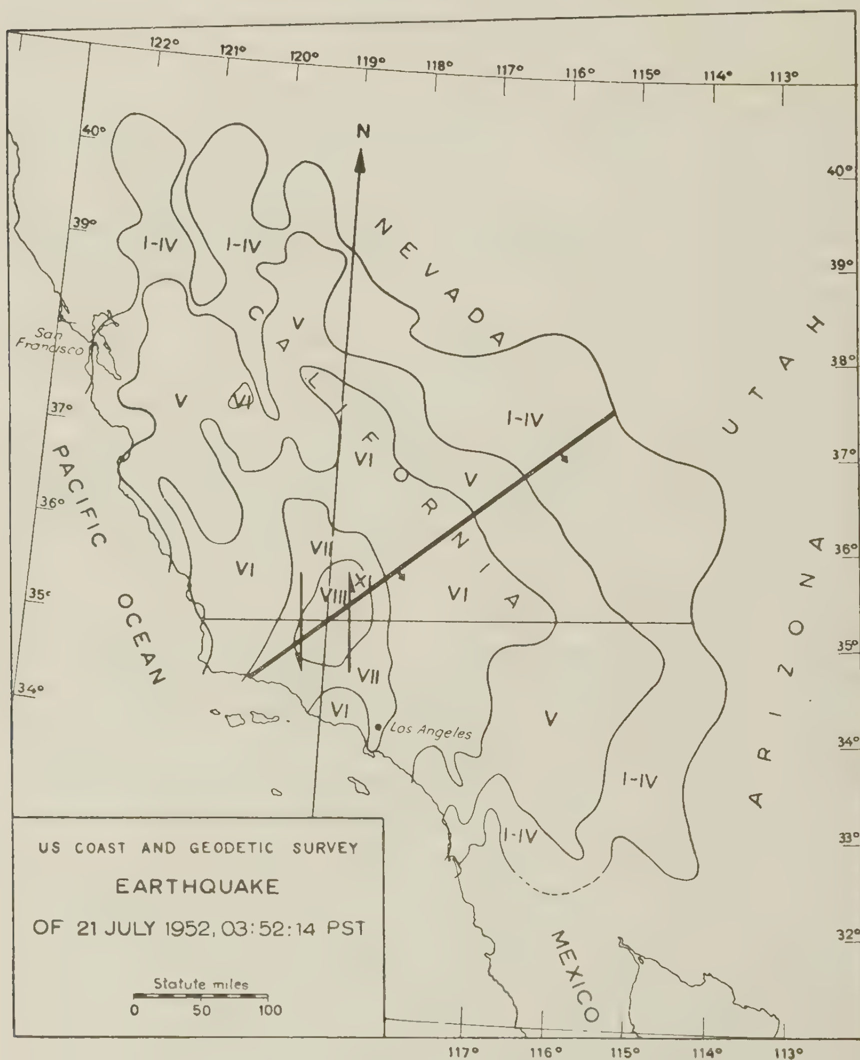


Fig. 1. – Isoseismal map, Kern County earthquake of July 21, 1952, after F. Neumann and W. Cloud (1955), and the direction of faulting in the main shock (35° 00′ N, 119° 01′ W) after B. Gutenberg (1955).

sumption of the new solution obtained by G. Sutton and E. Berg (1958): fault plane striking N 33° E, dipping 63° SE, motion up and north on the SE side, and a ratio of dip-slip to strike-slip motion, $r = 0.8$.

In the Fairview Peak earthquake of December 16, 1954 the seismic solution obtained implies a fault striking N 11° W and dipping 62°

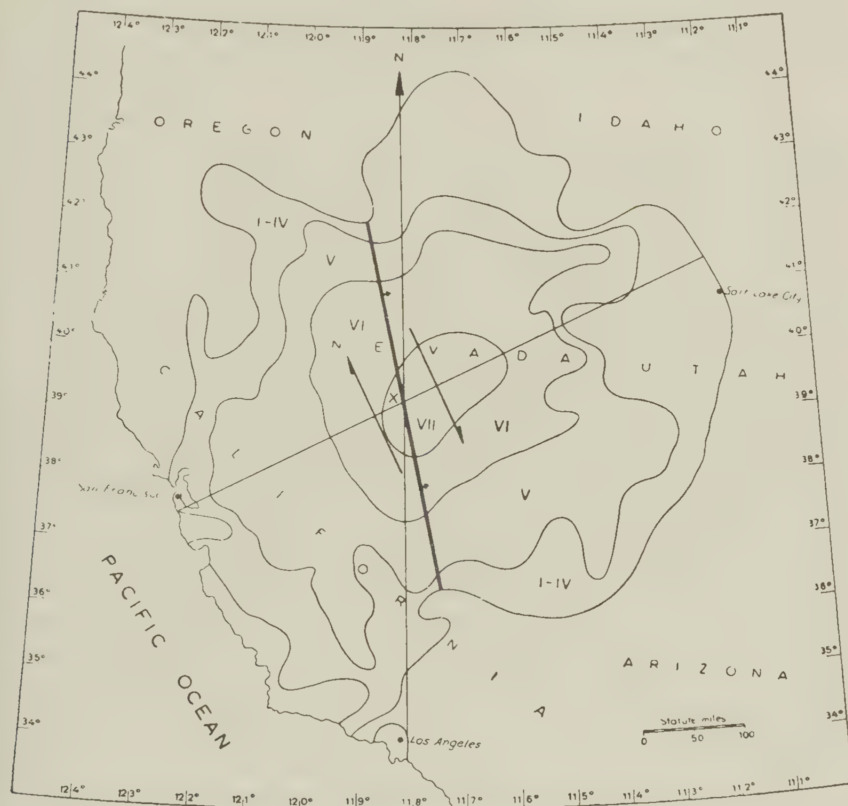


Fig. 2. – Isoseismal map, Nevada earthquakes of December 16, 1954, after W. Cloud (1957), and the seismic solution for the direction of faulting in the Fairview Peak earthquake (39° 17′ N, 118° 07′ W), after C. Romney (1957).

to the east; motion along this plane was such that the east side of the fault moved toward 155° from north (measured clockwise) relative to the west side, and down at an angle of about 24° measured from the surface; the horizontal displacement should be about twice as large as the vertical component (Romney, 1957). The seismic solution was com-

pletely confirmed by the results of triangulation and leveling by the U. S. Coast and Geodetic Survey. Although the macroseismic effects of the Fairview Peak earthquake were disturbed by those of the Dixie Valley shock (39°.8 N, 118°.1 W) originated more than 4 minutes later, from an epicenter about 55 kilometers to the north, and the isoseismal map shows intensity distribution for the two shocks without regard to which shock may have been the responsible agent, the minimum radius of the felt area occurs clearly in the direction of the fault plane.

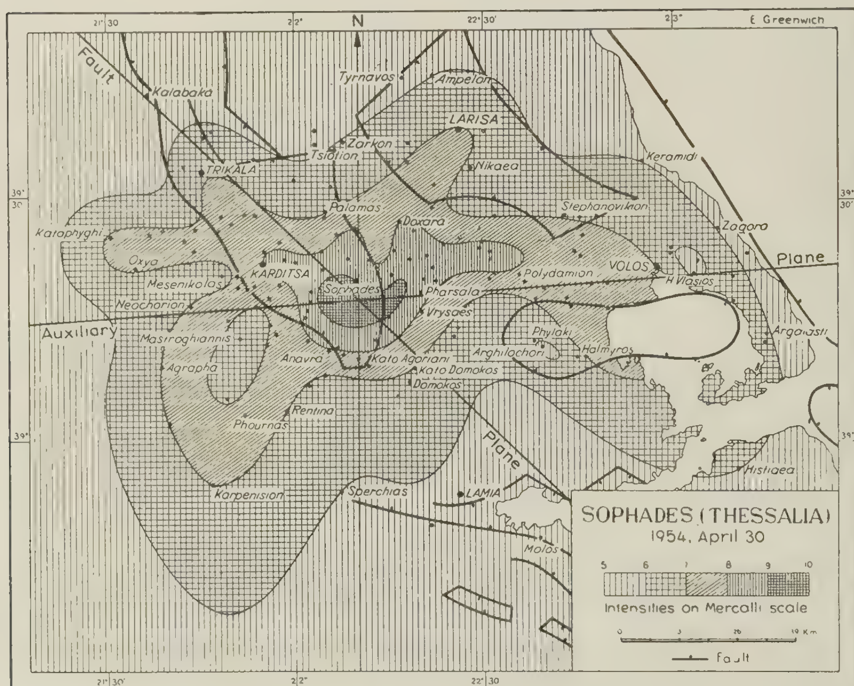


Fig. 3. – Intensity distribution in the area most strongly affected by the earthquake of April 30, 1954, after A. Galanopoulos (1955) and the seismic solution obtained by J. Hodgson and J. Cock (1958).

Another example with a large dip component (— .301) is the Sophades earthquake of April 30, 1954 (39°.3 N, 22°.2 E): The area of strong shaking centered in a point near the village Sophades shows clearly the relationship of the origin of the earthquake to the marginal fault of the southeastern side of the faulted basin of Karditsa (Galanopoulos, 1955). The solution obtained by J. Hodgson and J. Cock (1958) implies

a fault plane striking either N 86° E or N 46° W. The macroseismic evidence favours the b-plane striking N 46° W and dipping 78° towards southwest. Diameter of the felt area in the direction of the fault plane 380 km (Konitsa-Laurion) and in that of the auxiliary plane 440 km (Corfou-Lemnos).

On grounds of geological logic the fault plane for the Samos earthquake of July 16, 1955 (37°.9 N, 27°.1 E) is the a-plane of the seismic solution (Hodgson-Cock, 1958): maximum radius of the felt area in the direction of the a-plane (N 40° E) 200-270 km (Syros, Milos) and in that of the b-plane (N 50° W) 360-440 km (Argalasti, Domokos); motion was strike-slip (dip component + .105). As another argument may be cited the Cephallenia earthquake of August 12, 1953 (Di Filippo-Marcelli, 1954, Hodgson-Cock, 1958): maximum radius of the felt area in the direction of the fault plane (N 62°.5 E) about 520 km (II at Catania) and in that of the auxiliary plane (N 31° W) about 600 km (III at Foggia).

Under the above mentioned assumption of the fault mechanism the direction of maximum radiation of transverse waves is approximately at right angles to the plane of the fault. In most cases destructiveness produced by shear waves is greater than that produced by other types of waves (Benioff-Gutenberg, 1955). Since the strike of the fault plane of the great majority of the shocks is directed more or less perpendicular to the seismic and structural zones (Ritsema, Honda-Emura, 1957), it is self-evident why the earthquakes are mostly felt over greater distances parallel to the structural lines than perpendicular thereto (Sieberg, 1932-1933). This must be considered one more confirmation of the reliability of the macroseismic evidence for specifying the fault plane and the auxiliary plane normal to the motion vector.

ABSTRACT

Since the amplitudes of the longitudinal waves and those of the transverse waves are zero in all directions situated in the fault plane, the minimum radius of the felt area should occur in the direction of the fault plane. The unsymmetrical energy distribution from the hypocentre proved strong enough not to be masked by the influence of the inhomogeneity of the medium, especially of the upper layers upon the isoseismal pattern. Such being the case, the minimum radius of the macroseismic area should be used auxiliarly in the case it is not possible with the help of the initial motion of transverse waves or in other way to determine which of the two nodal planes for longi-

tudinal waves in the focus was the actual facult plane. The macroseismic evidence presumably fails in case of dipslip motion and reasonably is a striking one in the transcurrent type earthquakes.

ZUSAMMENFASSUNG

Im Falle einer Erdbebendislokation unter der Beanspruchung eines Scherungskräftepaars ist die Dislokationsebene im Hypozentrum eine Knotenebene für beide Vorläuferwellen. Die maximale Ausstrahlung von Scherungswellen ist ungefähr senkrecht zu der Bewegungsebene. Die Longitudinalwellen haben Minimalamplituden in der Richtung der Bewegungsebene und senkrecht dazu. Für die Erdbebenwirkungen und besonders für die in grossen Epizentralentfernungen beobachteten makroseismischen Erscheinungen sind die Transversalwellen von allen Erdbebenwellen in den meisten Fällen weitaus mehr schuldig. So muss die minimale Ausbreitung der makroseismischen Energie mit der Streichrichtung der Bewegungsebene zusammenfallen bzw. der minimale Durchmesser des makroseismischen Schüttergebietes auf die Orientierung des Scherungskräftepaars im Hypozentrum hinweisen. Wenn die Bewegungsrichtung senkrecht zum Streichen der Scherungsfläche ist, sollen die makroseismischen Data mutmasslich versagen. Die makroseismischen Data sollten besonders zutreffen in dem zweiten Grenzfalle, wo die Bewegungsrichtung parallel zum Streichen der Scherungsfläche ist. Das Streichen der Bewegungsebene verläuft für die meisten Erdbeben mehr oder minder senkrecht zu den seismischen Zonen bzw. zu den Störungszonen. Insoweit die Erdbebenverwerfungen senkrecht zu der Faltenrichtung streichen, scheint die maximale Ausbreitung der Erdbebenenergie in der Richtung der Gebirgsketten physikalisch gut verständlich zu sein.

RIASSUNTO

Poichè l'ampiezza delle onde longitudinali e di quelle trasversali è zero in tutte le direzioni situate nel piano di faglia, il raggio minimo della zona deformata dovrebbe verificarsi in direzione dei piani di faglia. La asimmetrica propagazione dell'energia dall'ipocentro si è dimostrata abbastanza forte ma non tanto da essere mascherata dall'inimogeneità del mezzo, e da riflettersi sull'andamento delle isosiste negli strati superiori. In questo caso, il raggio minimo della zona macrosismica dovrebbe essere preso in

considerazione soltanto quando non sia possibile usufruire dell'ausilio del movimento iniziale delle onde trasversali, o con qualche altro metodo, per determinare quale dei due piani nodali (risultanti dalla registrazione delle onde longitudinali) è stato il piano di faglia effettivo. L'uso di osservazioni macrosismiche cade presumibilmente in difetto nel caso di movimento di slittamento profondo, mentre diviene elemento positivo in un terremoto di scorrimento.

REFERENCES

BENIOFF, H. - GUTENBERG, B., *General Introduction to Seismology*, in: « Earthquakes in Kern County, California during 1952 », State of Calif., Division of Mines, Bull., **171**, 131-135 (1955).

— *Mechanism and Strain Characteristics of the White Wolf Fault as indicated by the Aftershock Sequence*, in: « Earthquakes in Kern County, California during 1952 », State of Calif., Division of Mines, Bull., **171**, 199-202 (1955).

CLOUD, W., *Intensity Distribution and Strong-Motion Seismograph Results, Nevada Earthquakes of December 16, 1954*, in: « Bull. Seism. Soc. Am. », **47**, 327-334 (1957).

DI FILIPPO, D. - MARCELLI, L., *Uno studio sul terremoto di Cefalonia (del 12 agosto 1953) con particolare riguardo alla natura fisica della scossa all'ipocentro*, in: « Ann. di Geof. », **7**, 547-561 (1954).

GALANOPOULOS, A., *Seismological Institute Bulletin*, Athens, 1954-1957.

GUTENBERG, B., *The First Motion in Longitudinal and Transverse Waves of the Main Shock and the Direction of Slip*, in: « Earthquakes in Kern County, California during 1952 », State of Calif., Division of Mines, Bull., **171**, 165-170 (1955).

— *Magnitude Determination for Larger Kern County Shocks, 1952 – Effects of Station Azimuth and Calculation Methods*, in: « Earthquakes in Kern County, California during 1952 », State of Calif., Division of Mines, Bull., **171**, 171-175 (1955).

HODGSON, J. - COCK, J., *Direction of Faulting in the Greek Earthquakes of August 9-13, 1953*, in: « Ann. Géol. des Pays Hellén. », **8**, 29-47 (1956).

— *Direction of Faulting in Some of the Larger Earthquakes of 1954-1955*, in: « Publ. Dom. Observ. », **19**, 223-258 (1958).

HONDA, H. - EMURA, K., *The Production of the Two-Dimensional Elastic Waves*, in: « Sci. Rep. of the Tôhoku Univ. », Ser. 5, Geoph., **8**, n. 3, 186-205, (1957).

— MASATSUKA, A. - EMURA, K., *On the Mechanism of the Earthquakes and the Stresses Producing Them in Japan and Its Vicinity* (Second Paper), in: « Sci. Rep. of the Tôhoku Univ. », Ser. 5, Geoph., **8**, n. 3, 206-211 (1957).

Keilis Borok, V. I., *Methods and Results of the Investigations of Earthquake Mechanism*, in: « Publ. Bur. Cent. Séism. Int. », Ser. A, Trav. Scient. Fasc., **19**, 383-394, (1956).

Neumann, H. - Cloud, W., *Strong-Motion Records of the Kern County Earthquake*, in: « Earthquakes in Kern County, California during 1952 », State of Calif., Division of Mines, Bull., **171**, 205-210, (1955).

Ritsema, R. - Soetadi, R., *The Earthquake of November 2, 1954 near Sumbawa Island*, in: « Verh. », **47**, 1-35, Djakarta 1955.

— *On the Use of the Transverse Waves in Earthquake Mechanism Studies and the Direction of Fault Displacement in SE Asian Earthquakes*, in: « Verh. », **52**, 1-31, Djakarta 1957.

— *Earthquake-Generating Stress Systems in Southeast Asia*, in: « Bull. Seism. Soc. Am. », **47**, 267-280, (1957).

Romney, C., *Seismic Waves from the Dixie Valley-Fairview Peak Earthquakes*, in: « Bull. Seism. Soc. Am. », **47**, 301-319 (1957).

Sieberg, A., *Untersuchungen über Erdbeben und Bruchschollenbau im östlichen Mittelmeergebiet*, in: « Denkschr. Med.-Naturw. Ges. », **18**, Jena 1932.

— *Erdbebenforschung und ihre Verwertung für Technik, Bergbau und Geologie*, Jena 1933.

Sutton, G. - Berg, E., *Direction of Faulting from First-Motion Studies*, in: « Bull. Seism. Soc. Am. », **48**, 117-127, (1958).

Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1958

G. Godoli

Proseguendo la pubblicazione annuale dei numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno (1), vengono riportati nelle seguenti tre tabelle di immediata interpretazione i valori giornalieri per il 1958.

I numeri caratteristici sono stati stimati sugli spettroeliogrammi eseguiti alla torre solare di Arcetri con l'immagine di 63 mm; le caratteristiche strumentali e la tecnica delle osservazioni sono state descritte in altra sede (2).

Durante tutto il 1958 sono stati eseguiti quotidianamente tre spettroeliogrammi successivi nella riga $H\alpha_3$ dell'idrogeno e tre spettroeliogrammi successivi nella riga $K_{2,\,3,\,2}$ del calcio ionizzato. L'esecuzione di spettroeliogrammi successivi ha lo scopo di mettere in evidenza le variazioni di intensità delle zone più attive. Tali variazioni di intensità, interessantissime nello studio dell'evoluzione dei fenomeni, non hanno però alcuna influenza nella stima dei numeri caratteristici. Per questo abbiamo continuato a stimare i numeri caratteristici su di un solo spettroeliogramma in $H\alpha_3$ ed uno solo in $K_{2,\,3,\,2}$. Gli spettroeliogrammi in $H\alpha_3$ esaminati erano generalmente i primi eseguiti. Solo in qualche raro caso, quando il primo risultava difettoso, veniva esaminato il secondo od il terzo spettroeliogramma. Gli spettroeliogrammi in $K_{2,\,3,\,2}$ esaminati erano quelli ridotti in sede di programma AGI.

Come è noto, l'osservatorio astrofisico di Arcetri è Centro Mondiale C Principale (P WDC C) per la raccolta ed elaborazione dei dati relativi ai flocculi di calcio (3). Per questo, dal 1° gennaio 1957 l'attività dei flocculi di calcio viene seguita rilevando area e posizione dei singoli fenomeni. Sebbene questo metodo di determinare l'attività dei flocculi sia più informativo della stima del numero caratteristico e sebbene il numero caratteristico sia in media una funzione nota dell'area (4), pure abbiamo anche continuato a stimare i numeri caratteristici dei flocculi

Tabella I – Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno per l'anno 1958

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1		1.6	1.8	2.2	1.8	—	–	2.0	—	—		
2	2.1	—	—	—	2.0	—	1.9	1.9	1.4	—	1.4*	2.1*
3	2.0	—	1.4	—	1.9	2.4	1.8	—	1.5	1.9	—	2.1*
4	—	1.9	2.0	—	—	—	2.1	1.8	1.5	2.0	1.6*	1.8
5	—	—	2.0	—	2.2	—	—	2.0	1.6	—	1.5	1.9
6	—	2.3	2.0	—	—	—	—	2.0	1.5	2.1*	1.5*	1.8
7	—	—	—	—	—	2.2	2.6	—	—	—	—	1.9*
8	2.3	—	—	1.8	1.8	—	2.6	1.6	1.6	1.9	0.9	1.8*
9	2.5	—	—	—	1.9	3.2	2.4	1.6	1.6	1.8	0.9*	—
10	2.6	—	—	1.7	1.9	—	2.3	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	2.3	2.2	1.7	1.8	—	2.2
12	—	2.3	—	—	1.8	—	2.0	1.9	1.8	—	—	2.2
13	—	2.3	—	—	2.0	—	—	—	1.6	—	—	—
14	—	—	—	1.4	1.9	—	1.9	2.0	—	1.7	0.9*	—
15	2.5	—	1.3	—	—	—	1.9	—	1.8	1.9	0.9	—
16	2.3	—	—	—	—	1.6	1.9	2.1	1.9		1.0*	1.6*
17	2.6	—	—	—	—	—	1.9	—	2.5	1.8	1.0	—
18	2.2	—	—	—	—	—	1.9	1.8	2.3	1.7	1.0	1.9*
19	—	—	—	1.8	1.8	—	1.9	1.8	2.2	—	1.0	2.0*
20	—	1.8	—	—	1.9	—	—	1.8	2.1	—	1.2	—
21	1.6	1.9	—	2.2	2.0	—	1.8	—	—	1.8	1.4*	—
22	1.8	—	1.0	—	—	—	—	1.9	2.2	2.0	1.8*	2.1
23	1.9	—	—	—	—	—	—	1.8	1.8	1.8*	—	—
24	2.2	—	—	2.6	2.1	—	—	—	2.0	1.7	2.2*	2.0*
25	2.3	—	—	2.4	—	2.0	2.0	2.0	1.9	1.7	—	2.3*
26	—	—	—	2.2	2.2	—	2.1	2.4	2.1	1.4*	—	2.2*
27	1.5	1.9	—	—	2.2	—	—	2.3	—	1.3	2.8*	2.0*
28	1.4	—	—	2.2	2.1	—	2.0	2.1	—	1.4	2.6*	—
29	1.5	—	—	1.8	2.2	—	—	2.0	2.0	1.6	2.0	—
30	1.4	—	—	2.0	—	—	2.2	—	—	1.6*	2.3*	2.0
31	1.5	—	—	—	2.3	—	2.1	—	—	1.6*	—	—
Media	2.0	2.0	1.6	2.0	2.0	2.3	2.1	2.0	1.8	1.7	1.5	2.0
Media semestrale	1.99						1.85					
Media annuale	1.90											

Tabella 2 – NUMERI CARATTERISTICI DEI FLOCCULI DI CALCIO PER L'ANNO 1958

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	2.2	2.7	—	2.9	—	—	4.3	—	—	—	—
2	2.9	—	—	—	3.0	—	3.0	4.2	3.2	—	—	—
3	—	—	2.3	—	3.1	3.3	3.2	—	3.1	2.7	—	—
4	—	—	2.5	—	—	3.2	3.1	3.8	3.2	2.8	—	3.5
5	—	—	2.5	—	2.8	—	—	3.9	3.3	—	2.6	3.5
6	—	3.2	2.4	—	—	—	—	4.0	3.1	—	—	3.4
7	—	—	—	—	—	3.3	3.6	—	—	—	—	—
8	3.1	—	—	2.8	2.8	—	3.5	3.7	—	2.6	2.6	—
9	3.1	—	—	—	2.9	3.1	3.5	3.5	3.2	2.7	—	—
10	3.3	—	—	3.2	2.6	—	3.5	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	3.4	3.5	3.4	2.5	—	—
12	—	3.2	—	—	2.7	—	3.0	3.4	—	—	—	3.5
13	—	3.1	—	—	2.8	—	—	—	3.3	—	—	—
14	—	—	—	2.2	2.6	—	2.9	3.0	—	2.9	—	—
15	—	—	—	—	—	—	3.0	—	3.3	2.8	2.5	—
16	3.1	—	—	—	—	2.5	3.1	3.1	3.3	—	—	—
17	2.9	—	—	—	—	—	—	—	—	2.8	2.6	—
18	3.0	—	—	—	—	—	3.2	2.9	3.1	2.8	3.0	—
19	—	—	—	2.5	2.3	—	3.2	2.8	3.2	—	3.0	—
20	—	2.4	—	—	2.1	—	—	3.0	3.0	—	3.0	—
21	—	—	—	2.6	2.3	—	3.2	—	—	2.7	—	—
22	2.9	—	2.3	—	—	—	—	—	2.9	2.7	—	—
23	2.8	—	—	—	—	—	—	3.4	3.0	—	—	—
24	2.6	—	—	2.7	2.8	—	—	—	3.2	2.4	—	—
25	2.6	—	—	3.2	—	3.3	3.2	3.7	3.1	2.3	—	—
26	—	—	—	3.1	3.3	—	3.4	3.8	3.0	—	—	—
27	2.5	2.1	—	—	3.2	—	—	3.8	—	2.1	—	—
28	2.4	—	—	3.4	3.3	—	3.8	3.8	—	2.2	—	—
29	2.4	—	—	3.4	3.2	—	—	3.4	2.9	2.5	3.6	—
30	2.5	—	—	3.2	—	—	4.3	—	2.8	2.2	—	—
31	—	—	—	—	3.1	—	4.3	—			—	—
Media	2.8	2.7	2.5	2.9	2.8	3.1	3.4	3.6	3.1	2.6	2.9	3.5
Media semestrale	2.82						3.16					
Media annuale	3.02											

Tabella 3 – Numeri caratteristici dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1958

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	1.6	2.3	2.2	2.3	—	—	1.8	—	—	—	—
2	2.8	—	—	—	2.0	—	2.4	1.7	2.3	—	1.6*	2.3*
3	2.7	—	2.5	—	1.4	2.0	2.3	—	2.4	2.0	—	2.3*
4	—	2.2	3.2	—	—	—	2.2	1.8	2.4	2.2	2.3*	2.4
5	—	—	3.0	—	1.9	—	—	1.9	2.4	—	1.8	2.3
6	—	2.4	2.8	—	—	—	—	2.2	2.4	2.5*	2.2*	2.2
7	—	—	—	—	—	1.4	2.2	—	—	—	—	2.5*
8	2.6	—	—	2.3	2.2	—	2.1	2.6	2.2	2.3	1.6	2.5*
9	2.7	—	—	—	2.7	1.6	2.3	2.3	2.4	2.2	2.4*	—
10	2.8	—	—	2.4	2.8	—	2.1	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	2.2	2.5	2.4	2.3	—	2.4
12	—	3.1	—	—	2.3	—	2.3	2.4	2.0	—	—	2.6
13	—	2.9	—	—	1.9	—	—	—	2.1	—	—	—
14	—	—	—	2.8	2.0	—	1.1	2.2	—	2.2	2.0*	—
15	2.4	—	2.4	—	—	—	1.4	—	1.8	2.3	1.7	—
16	2.4	—	—	—	—	2.4	1.5	2.2	1.7	—	2.0*	1.9*
17	2.5	—	—	—	—	—	1.7	—	1.8	1.2	1.9	—
18	2.4	—	—	—	—	—	2.2	1.9	2.3	1.1	2.2	2.6*
19	—	—	—	2.5	1.9	—	2.2	2.0	2.2	—	2.1	2.9*
20	—	2.3	—	—	1.4	—	—	2.3	2.5	—	2.3	—
21	2.1	2.4	—	2.6	2.4	—	2.6	—	—	1.2	2.6*	—
22	2.8	—	1.0	—	—	—	—	2.4	3.2	1.4	2.5*	2.3
23	2.6	—	—	—	—	—	—	2.6	3.1	1.8*	—	—
24	2.2	—	—	2.6	2.8	—	—	—	2.9	1.4	2.0*	2.4*
25	2.3	—	—	2.5	—	2.3	2.7	2.5	2.6	1.4	—	2.5*
26	—	—	—	2.4	3.0	—	2.8	2.5	2.7	1.4*	—	2.6*
27	2.3	2.5	—	—	2.7	—	—	2.8	—	1.2	2.0*	2.5*
28	2.4	—	—	2.4	2.5	—	1.8	3.0	—	1.3	2.0*	—
29	2.5	—	—	2.4	2.2	—	—	2.5	2.0	1.4	2.0	—
30	2.6	—	—	2.4	—	—	1.9	—	—	1.5*	2.0*	2.6
31	1.9	—	—	—	2.0	—	1.7	—	—	1.6*	—	—
Media	2.5	2.4	2.5	2.5	2.2	1.9	2.1	2.3	2.4	1.7	2.1	2.4
Media semestrale	2.36						2.15					
Media annuale	2.23											

di calcio: sembra infatti che in fasi peculiari del ciclo solare, i due diversi metodi diano informazioni di significato diverso (5).

Dall'ottobre 1958 è stato iniziato ad Arcetri un programma di osservazione fotografica sistematica al monocromatore Halle in $H\alpha$ che già era in funzione per l'osservazione visuale dall'agosto 1957 (6). Vengono giornalmente eseguiti diversi fotogrammi formato 24 × 36 mm ad intervalli di 10-15 minuti. Se vengono osservati visualmente fenomeni a rapida evoluzione quali brillamenti o protuberanze eruttive, la frequenza dei fotogrammi viene aumentata adeguandola alla variabilità del fenomeno. L'osservazione fotografica al monocromatore è molto più rapida che allo spettroeliografo cosicchè in molti giorni misti in cui non è possibile eseguire spettroeliogrammi alla torre solare, è invece possibile effettuare filtrogrammi al monocromatore. Un filtrogramma per ognuno di tali giorni è stato ingrandito a 63 mm di diametro ed esaminato per la determinazione dei numeri caratteristici dei flocculi e filamenti in $H\alpha_3$. I numeri caratteristici così dedotti sono individuati in tabella 1 con un asterisco.

Sono stati esaminati complessivamente 165 spettroeliogrammi e 28 filtrogrammi in $H\alpha_3$ e 152 spettroeliogrammi in $K_{2,3,2}$.

La stima veniva eseguita, come per il passato, attenendosi ai modelli distribuiti dall'osservatorio di Mt. Wilson. Per evidenti ragioni di omogeneità e costanza di giudizio, è stata determinata prima tutta la serie dei numeri caratteristici per i flocculi d'idrogeno; quindi tutta la serie per i flocculi di calcio ed infine tutta la serie per i filamenti d'idrogeno.

Le stime sono state eseguite per due volte seguendo un diverso ordine di esame. Lo scarto delle singole determinazioni si è sempre mantenuto inferiore a 0.3 unità. Nei pochi casi in cui veniva riscontrato uno scarto di maggior entità, un riesame degli spettroeliogrammi metteva in evidenza errori di stima.

Il contributo dei singoli osservatori alla raccolta delle lastre ridotte è stato il seguente:

Osservatori	$H\alpha_3$	$K_{2,3,2}$	Totale
M. C. Ballario . .	110	104	214
G. Godoli	4	4	8
B. Romagnoli . .	51	44	95

Il contributo dei singoli osservatori alla raccolta dei fotogrammi ridotti è stato invece il seguente:

Osservatori	
G. Godoli	2
A. Lepri	20
G. Noci	6

La distribuzione mensile degli spettroeliogrammi e filtrogrammi ridotti è la seguente:

λ \ mese		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$H\alpha_3$	s. e. g.	19	8	7	12	19	5	21	21	22	16	8	7
	fot.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	5	12	10
$K_{2,3,2}$		15	6	6	11	19	6	20	20	20	17	8	4

RIASSUNTO

Si dànno i numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1958, secondo le osservazioni eseguite alla torre solare ed al monocromatore Halle dell'osservatorio di Arcetri.

ABSTRACT

The character figures of Ca bright flocculi and Ha bright and dark flocculi for the 1958 are given according to the observations carried out at the solar tower and Ha filter of the Arcetri observatory.

BIBLIOGRAFIA

(1) GODOLI, G., *Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per gli anni 1950-51-52,* « Ann. Geof. », **6**, 199 (1953).

— Idem per l'anno 1953, l. c. **7**, 135, (1954).

— Idem per l'anno 1954, l. c. **8**, 325, (1955).

— Idem per l'anno 1955, l. c. **9**, 299, (1956).

— Idem per l'anno 1956, l. c. **10**, 133, (1957).

— Idem per l'anno 1957, l. c. **11**, 235, (1957).

(2) RIGHINI, G. – GODOLI, G., *Riduzione del materiale spettroeliografico raccolto alla torre solare di Arcetri nel periodo 1932-1949,* « Mem. SAIt », **21**, 333 (1949).

(3) GODOLI, G., *Relazione preliminare sull'attività del « Principal World Data Center AGI » ad Arcetri,* « La ricerca scientifica », in corso di stampa.

(4) RIGHINI, G. – GODOLI, G., *Sui numeri caratteristici dell'attività solare,* « Ann. Geof. », **3**, 501, (1950).

— — *The physical meaning of the character figures of solar phenomena,* « J. of Geophys. Res. », **55**, 415, (1950).

(5) GODOLI, G., *Attività dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per il periodo 1o luglio 1957-30 giugno 1958* « Boll. di Geod. e Scienze Affini », **17**, 487, (1958).

(6) RIGUTTI, M., *Il filtro interferenziale dell'osservatorio astrofisico di Arcetri,* « La ricerca scientifica », in corso di stampa.

On estimation of the displacement in an earthquake source and of source dimensions

V. Keylis-Borok

1. – Introduction.

The study of an earthquakes mechanism is usually finished by the determination of a fault plane and the direction of displacement along it. In many aspects of geodynamics and seismology it would be very important to estimate also the dimensions of a source and chiefly — the magnitude of the displacement in it.

This problem can be reduced to the comparing of fields of statical stress before an earthquake and after it. The difference of energies of these two fields depends upon source properties in question; hence it is possible to determine dimensions of the source and the displacement in it if the form of the source and the difference of the energies be known. The energy difference can be found from observations on the seismic waves energy.

The idea of such an approach belongs to L. Knopoff. He solved the two — dimensional problem which deals with the study of very strong earthquakes with long faults. The analogical three — dimensional problem is considered in this paper; it is necessary for studying of more numerous weaker earthquakes and investigation of some contiguous problems.

2. – Theory.

The problem can be formally stated as following.

Before an earthquake a homogeneous field of tangentional tractions exist $\tau_{xy} = p$, with corresponding displacement $u = cy$, $v = \frac{p}{\mu} - cx$, c being arbitrary. We shall call this field an *initial* field. In the moment of the earthquake tangentional tractions vanish along the fault plane, $x^2 + z^2 \leqslant b^2$, $y = 0$.

A zone of crushing or intence plastic flows can appear around the fault plane. This zone must be included in the source model because the tangential tractions in it decrease or vanish; that is why we shall consider the source as an ellipsoid.

$$\frac{x^2 + z^2}{b^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1 \quad , \quad 0 \leqslant a \leqslant b \ . \qquad [1]$$

Now we shall examine an *final* field of stress which is defined by two conditions: 1 displacements and stress tend to initial ones at infinite distances; 2 the source boundary is free from stress except the hydrostatic pressure. We shall suppose the final field to appear after the earthquake with the source [1].

I neglect here plastic flows and an inhomogeneity of the initial field which can really exist. Besides, the source boundary in the above meaning can be really not sharp.

Thus idealized problem in its main part can be reduced to this one which is already solved by Neuber in the theory of stress concentration.

I omit here calculations which are not complicated principally and shall give the final result.

The Neuber's solution is obtained in elliptical coordinates:

$$x = chu \sin v \cos w, \quad y = shu \cos v, \quad z = chu \sin v \cos w;$$

it can be represented by the formulas:

Normal stresses.

$$\sigma_u = \frac{p}{h^2}\, sh\, 2\, u \sin v \cos v \cos w + p\, \frac{C}{h^2} \Bigg[q\, (T\, shu - 2\, chu) + \\ + \left(ch^2\, u_0 + 1 + \frac{a}{2} \right) \frac{2}{chu} - \frac{2\, ch^2\, u_0}{ch\, u} - \frac{2\, ch^2\, u_0}{ch^3\, u} + \\ + \frac{2}{h^2} \left(chu - \frac{ch^2\, u_0}{chu} \right) \Bigg] \sin v \cos v \cos w \qquad [2a]$$

$$\sigma_v = \frac{p}{h^2}\, sh\, 2\, u \sin v \cos v \cos w + p\, \frac{C}{h^2} \Bigg[- q\, (T\, sh\, 2\, u - 2\, chu) + \\ + \left(1 - sh^2\, u_0 - \frac{a}{2} \right) \frac{2}{chu} + \frac{2}{h^2} \left(\frac{ch^2\, u_0}{chu} - chu \right) \Bigg] \sin v \cos v \cos w \qquad [2b]$$

$$\sigma_w = \frac{2\, pC}{h^2} \left[\frac{1 - a}{chu} + \frac{ch^2\, u_0}{ch^3\, u} \right] \sin v \cos v \cos w \ . \qquad [2c]$$

Tangentional stresses.

$$\tau_{uv} = \frac{p}{h^2}\left(ch^2 u - \frac{ch\,2\,u \sin^2 v}{h^2}\right)\cos w + \frac{p}{h^2}\, C \Bigg[q\,(shu - T\, sh^2 u) -$$

$$2\, shu - qT + \left(ch^2 u_0 - \frac{a}{2}\right)\frac{shu}{ch^2 u} + \cos^2 v\,(Tch\,2\,u - 2\, shu)\, q -$$

$$- \cos^2 v \left(ch^2 u_0 - \frac{a}{2}\right)\frac{shu}{ch^2 u} + \frac{2\, shu}{h^2}\,(ch^2 u - ch^2 u_0)\Bigg] \cos w \qquad [3a]$$

$$\tau_{vw} = \frac{p}{h}\, shu \sin v \sin w + \frac{p}{h}\, C\left[qs + \left(ch^2 u_0 - \frac{a}{2}\right)\frac{1}{ch^2 u}\right] \sin v \sin w \qquad [3b]$$

$$\tau_{uw} = -\frac{p}{h}\, chu \cos v \sin w + \frac{p}{h}\, C \Bigg[q\,(thu - T\, chu) + 2\, shu\, \frac{ch^2 u_0}{ch^3 u} \qquad [3c]$$

Displacements.

$$\delta U_u = \frac{p}{2\,\mu}\,\frac{C}{h}\, A_u \sin v \cos v \cos w \qquad [4a]$$

$$\delta U_v = \frac{p}{2\,\mu}\,\frac{C}{h}\,(A_v + \bar{A}_v \cos^2 v) \qquad [4b]$$

$$\delta U_w = \frac{p}{2\,\mu}\, C\, A_w \cos v \sin w\ . \qquad [4c]$$

Energy-difference.

$$\delta W = \frac{p^2}{\mu}\, b^3 R\left(\frac{a}{b}\,,\, a\right),$$

$$R = \Bigg\{\Bigg[- A_u\, sh\,2\,u\left(\frac{1}{3} + sch^2 u_0\right) - A_v\, T\, shu_0 + s\,(\bar{A}_v\, sh^2 u_0 - A_v\, ch\,2\,u_0) +$$

$$+ \bar{A}_v\, ch\,2\,u\left(\frac{1}{3} + s\, sh^2 u_0\right) - \frac{1}{3}\, A_w\, chu\Bigg|\ \frac{\pi}{-2\,N} + \frac{2\,\pi}{3}\, thu_0\Bigg\}_{u=u_0} \qquad [5]$$

here σ_u, τ_{uv} are the stress components; δU_u are the differences between the displacement in the initial and final fields; δW is the stress energy difference (the last term $\frac{2}{3}\pi\, thu_0$ in [5] represents the energy inside [1]).

$$a = \frac{\lambda + 2\,\mu}{\lambda + \mu}\ ; \qquad T = \operatorname{arc} c\operatorname{tg}\,(shu)\ ; \qquad h = \sqrt{sh^2 u + \cos^2 v}\ ;$$

$$s = T\, shu - 1\ ; \qquad thu_0 = \frac{a}{b}\ ; \qquad q = 3\, sh^2\, u_0 + 1 + \frac{a}{2}\ ;$$

$$C = -\frac{ch^2\, u_0}{N(u_0)}\ ; \qquad N = q\,(s\, shu + T) - 2\, shu_0\ .$$

$$A_u = (3\, sh^2\, u + 1)\ (2\, sshu + T) - shu\, \frac{ch^2\, u_0}{ch^2\, u} + a\,(sshu - T)$$

$$A_v = \left[-k + a\left(s + \frac{1}{ch^2\, u}\right)\right] chu$$

$$\bar{A}_v = \left[2\,k + a\left(s - \frac{1}{ch^2\, u}\right)\right] chu$$

$$A_w = -k - 2\, a\, s\ .$$

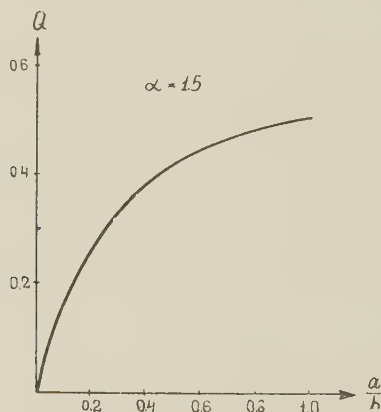


Fig. 1

The maximal tangentional stress, according to Neuber is:

$$\tau_{\max} = \tau_{xy}\Big|_{\substack{x=y=0\\ z=b}} = \frac{p}{Q\left(\frac{a}{b},\, a\right)}\ , \qquad Q = \frac{N\, shu_0}{a}$$

It is interesting to note, that $\tau_{\max}$ is always more than $\sim 2p$ (fig. 1).

The displacements change quaintly from point to point. For the measure of displacement we shall take V — the maximal one on the y-axis, that is in the middle of the source boundary:

$$V = \frac{pb}{\mu}\, L\ ; \qquad L = \frac{chu}{-2\,N}\,(k + 2\, a\, s)\Big|_{u=u_0}$$

In particular, it is interesting to consider the displacements at the source boundary ($u = u_0$). If the source is thin ($a = 0$), we have:

$$\delta U_x = \pm \frac{p}{\mu} \frac{4\,\alpha}{\pi(2+\alpha)} \sqrt{b^2 - \varrho^2}$$

$$\delta U_y = \frac{p}{\mu} \frac{\alpha - 1}{2 + \alpha} x$$

$$\delta U_z = 0$$

here sings " + " and " — " correspond to displacements in upper and lower sides, so that the fault does exist in our model.

It can be seen from this that in elastic case the fault plane undergoes also a rotation ($\delta U_y \neq 0$) which reestablishes the statical equilibrium after the forming of a fault. It is not clear whether this rotation will take place in fact because the reestablishment of the equilibrium can be the result of imperfect elasticity. This will not change the order of quantities studied here. However the rotation will essentially distort the seismic waves, generated after the formation of a fault; therefore in constructing of the dynamic model of a fault it is necessary to allow for the plasticity near the source. (Of course, even in elastic case the above formulae can not be used directly for construction of dynamic model because they represent only its zero-frequency component).

3. – Interpretation.

The following formulae can be of the main interest for the interpretation of seismic data:

$$S = \delta b^2 = \left[\frac{\mu}{p^2} \frac{\pi W}{R_s\left(\frac{a}{b}, \alpha\right)} \right]^{2/3} \qquad [6]$$

$$V = \frac{p}{\mu} \sqrt{S}\, L_s \left(\frac{a}{b}, \alpha\right) = \left(\frac{p}{\mu^2}\right)^{1/3} \sqrt{\delta W}\, L_E \qquad [7]$$

$$pVS = \delta W \frac{R\pi}{L} \qquad [8]$$

where δW is the difference of energies of the initial and final fields, V is our measure of displacement, S is the fault plane area and L_s, R_s are plotted on fig. 2.

$$(R_s = R \cdot \pi^{-3/2}\,;\;\; L_s = L\,\pi^{-1/2}\;\; L_E = LR^{-1/3})\,.$$

By means of these formulae one can try to determine the fault plane area S and the displacement V in the source if the energy of seismic waves E is known. Because of energy dissipation E is less than δW. However the ratio $\frac{E}{\delta W}$ is much more for earthquakes than for explosions and according to Byerly E and ΔW are of the same order.

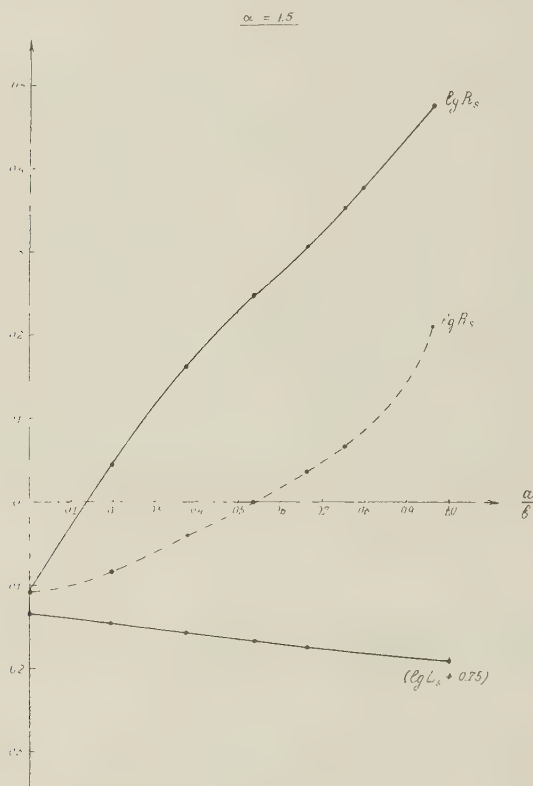


Fig. 2

It is better to use these formulae in logarithmic form which corresponds to the accuracy of E — determination.

The values of the coefficient R_s, L_s are given in fig. 2 for the case $a = 1.5$, which corresponds to the Poisson coefficient $\nu = 0{,}25$; the variation of ν in reasonable limits (0.23-0.27) may be neglected. The dashed line corresponds to the case when the energy *inside* the source model (ellipsoid [1]) is not included in δW and is considered as dissipated in the plastic flow hear the source.

The stress p in the initial field is not known and this is the main difficulty in using formulas [6-8]. It may be asserted only that p is less than the strengh limit as it corresponds to an average stress in a great region.

H. Benioff estimated p for Kern county earthquake of 1951 from the formula $E = \frac{p^2}{2\mu} HF$ (H = thickness of the crust, F - area of aftershocks' zone); the formula is based on the assumption that the energy E of seismic waves was accumulated in the zone coinciding with the zone of aftershocks. He obtained $p = 2.6^7$ dyne/cm². Since E is known for this earthquake ($\sim 5.10^{22}$ ergs) p can be estimated using [6].

The movement took place along the fault ~ 60 km long. Designating the depth of the rupture in kilometres by H we obtain $S = 6H\ 10^{11}$ cm². Then with $\mu = 5.10^{11}$ cgs and $a = 0$ we get

$$5 \cdot 10^{22} \simeq \frac{p^2}{5 \cdot 10^{11}} (H \cdot 6 \cdot 10^{11})^{3/2}\, 1{,}1$$

H is unlikely to be greater than 35 km. (the thickness of the crust in California) and less than 15 km. Than $p \simeq (5\text{-}9).10^7$ cgs.

Since the source of this earthquake is greatly elongated if would be more reasonable to use formulas for two-dimensional problems. Assuming again that H = from 15 to 35 km, we obtain from the formulas of Knopoff: $p \simeq (1.5\text{-}3.4).10^7$ cgs. The obtained values of p are of the same order; we shall try to use them for the study of other earthquakes.

In conclusion it should be noted that in a number of paper the volume V of the region of stress accumulation was estimated from the energy of earthquakes E applying the formula:

$$E = \frac{p^2}{2\mu} v\ .$$

The value v should not be mixed up with the volume of the model [1]: the latter may be equal to zero (with $a = 0$); although E remains finite. One can see from fig. 2 that E relatively little depends upon the volume of the source and is determined mainly by the area of a fault and by the initial stress p.

Formulas [2], [3] can be used also for the estimating of the influence of earthquakes on the stress field around the source. In a small region around [1] the tangentional stress diminishes near the x-axis and becomes maximal near z-axis (where the screw-deformation occurs). This

can stimulate the expansion of the fault or the formation of new faults along z- direction, perpendicular to the motion direction x. But it would be especially important to take into account non-ideal elasticity when studying the stress in the final field.

4. – Comparison with observations.

Unfortunately the greater part of observational data refers to strong earthquakes with surface faults which are certainly far from the circle (fault planes are unlukly to go much deeper than the earth's crust and their horizontal length amounts to hundreds of kilometres).

For the San-Francisco earthquake of 1906 the length of a fault was $l = 435$ km; assuming $S = lH$ we obtain with $H = 35$ km (the thickness of the crust in California) $S = 1.5; 10^{14}$. Assuming $a = 0$, $\mu = 3.10^{11}$ we obtain from formula [7] $V \simeq 3$ m. This value is of the same order that the actual one.

From formula [6] $S \simeq 0.7.10^{14}$ cm² which also agrees with actual data.

It would be interesting also to compare the analogous computations with the empirical relation between E, V and S communicated by Don Tocher at the Toronto meeting; however he studied the strong earthquakes for which Knopoff's formulas are more valid.

In conclusion it is interesting to compare formulas [6]; [7] with the data on the frequency of occurence of earthquakes. B. Gutenberg and C. Richter showed, that with the decrease of energy of each earthquake by 100 the number of such earthquakes increases only by 10; therefore the part of weak earthquakes in the total amount of annually released seismic energy is very small. However with the decrease of E by 100 the total area of faults will decrease (after [6]) only by $10^{1/3}$ and the total movement (according to [7]) will even increase by $10^{1/3}$. Certainly fault areas and movement values *cannot* be summed up in such direct way. However these estimates show that weak earthquakes can take an essential part in causing great faults or in movements along them.

(The frequency of weak earthquakes is determined for short-period ones; each of them can correspond to the movement along a *part* of a great fault. F. Press discovered also the long-period weak shoks, and explained them as a weak movement along a large faults as a whole).

The author is greatly thankful to prof. L. Knopoff, who acqunainted him with his paper in manuscript, and to G. Pavlova for troublesome computations.

ABSTRACT

An ellipsoid of rotation — a round fault plane surrounded by a crushing zone — is taken as a source model. The area S of the fault plane and the displacement V along it can be estimated using formulas:

$$E = \frac{p^2}{\mu} S^{3/2} R_s \; ; \qquad V = \frac{p}{\mu} \sqrt{S}\, L_s$$

where the energy E is known (μ is shear modulus; R_s, L_s coefficients given in fig. 2; p mean stress before the earthquake; the value $p = 3.10^7$ gives satisfactory results in several cases). These formulas are compared with the well-known fact that the frequency of occurrence of earthquakes is proportional to $E^{0.5}$ — $E^{0.6}$; it is shown that the weak numerous earthquakes can take a considerable part in the formation of large faults and movement along them, though their total role in releasing seismic energy is negligibly small.

RIASSUNTO

Un elissoide di rotazione — un piano di faglia rotondo circondato da una zona di schiacciamento — è presa come modello fondamentale. L'area S del piano di faglia e lo spostamento V lungo questo, possono essere calcolati impiegando le formule:

$$E = \frac{p^2}{\mu} S^{3/2} R_s \; ; \qquad V = \frac{p}{\mu} \sqrt{S}\, L_s$$

dove l'energia E è nota (μ è il modulo di taglio; R_s, L_s i coefficienti dati nella figura 2; p significa la forza prima del terremoto; il valore $p = 3.10^7$ dà risultati soddisfacenti in diversi casi). Queste formule sono confrontate con il fatto ben noto che la frequenza con cui si verificano i terremoti è proporzionale a $E^{0.5}$ — $E^{0.6}$; si mette in rilievo che numerosi terremoti deboli possono assumere una considerevole parte nella formazione di grandi faglie e dei movimenti lungo di esse, sebbene la loro importanza totale nello sviluppo di energia sismica sia trascurabile.

REFERENCES

BENIOFF, H., *Mechanism and strain characteristics of the White Wolf fault as indicated by the aftershock sequence.* Kern County, Cal. Earthquake of 1952, Bull. 171, Cal. Depart. of Mines, 1954.

BYERLY, P., *Report on X1 Ass. UGGI*, Toronto, 1957.

KNOPOFF, L., *Energy release in Earthquakes*, « Geophys. Jorn. », **1**, 44-52, (1958).

LURJE, A., *Theree-dimentimal problems in elastostatics* (in Russian). M. 1955.

LOVE, A., *Mathematical theory of elasticity.*

NEUBER, H., *Kerbspannungslehre.* Berlin, 1930.

STARR, A., *Slip in a cristal and rupture in a solid due to shear*, Proc. « Camb. Phil. Soc. », **24**, (1928).

Aurore boreali osservate dalla stazione astronomica di Loiano negli anni 1957-1958

P. Maffei

Negli anni 1957 e 1958 tre aurore polari venivano *occasionalmente* osservate dalla Stazione dell'Osservatorio Astronomico Universitario di Bologna situata nei pressi di Loiano. L'eccezionalità del fenomeno per la nostra latitudine ci induceva a compiere osservazioni visuali, sia pure sommarie, nonostante ciò esulasse completamente dall'indirizzo delle nostre ricerche.

Tutte le osservazioni venivano compiute dalla Stazione stessa avente le seguenti coordinate geografiche:

$\varphi = +44^{o}15'23''$; $\lambda = 0^{h}45^{m}20^{s}$ Est di Greenw.; h = 800 m

Gli istanti sono espressi in T. U. Le misure espresse in gradi sono state compiute empiricamente a stima e risultano, semmai, approssimate per difetto. Per la prima aurora le descrizioni che seguono venivano scritte nel corso del fenomeno; per le altre due sono state registrate mediante un magnetofono. Questo secondo metodo si è dimostrato particolarmente efficace in questo genere di osservazioni, evitando perdite di tempo e distrazioni e dando all'osservatore la possibilità di mantenersi nel buio più completo, in modo da seguire ed annotare anche le luminosità più deboli e le variazioni più rapide.

Delle tre aurore la più imponente è stata certamente quella del 21 gennaio 1957, specialmente nella sua fase oltre le ore 22. Pure notevole l'aurora del 4 settembre 1958 quantunque osservata nelle più avverse condizioni: all'inizio dietro una cortina di fitti veli, dopo le ore 21 con la Luna sempre più alta sull'orizzonte.

21-22 gennaio 1957.

Il fenomeno veniva notato a $20^{h}02^{m}$ (T. U.), nel corso delle consuete osservazioni astronomiche, mentre la cupola era volta verso Sud. Da

quel momento ne veniva iniziata l'osservazione, favorita da un cielo limpido e completamente privo di nubi. Diamo, qui di seguito, la descrizione delle varie fasi. La vistosità del fenomeno viene indicata con un punto esclamativo a sinistra dell'ora di osservazione.

!! 20^h02^m la luce aurorale si estende per circa 45° a partire dalla zona della costellazione del Cigno, immersa in una luce rossastra sfumante nel rosa e nel verde verso Nord. Bei raggi giallastri appaiono e scompaiono rapidamente, particolarmente nella zona di massima intensità. Degno di nota uno di circa 20° di altezza, apparso intorno alla fine (20^h05^m) di questa fase.

20 10 la luce aurorale è pressochè scomparsa.

! 20 18 riappare una zona luminosa, ampia circa 25°, centrata esattamente a Nord.

!! 20 25 compaiono due intensi raggi larghi circa 5° e alti circa 20°.

20 29 rimane una zona rossastra di 20° di ampiezza in corrispondenza della costellazione del Cigno.

20 34 compaiono due intensi e larghi raggi rossastri nella zona del Cigno.

20 40 nessuna traccia di luce aurorale.

20 44 – 20 46 leggerissime luminosità appaiono e scompaiono nella zona Nord.

20 50 un leggerissimo raggio appare e svanisce nella zona Nord.

20 55 leggeri raggi appaiono e scompaiono nella zona Nord.

! 21 02 leggeri raggi.

! 21 05 riappare, leggera, la colorazione rossastra.

21 12 leggerissima luce rosa nella zona del Cigno. Appare e scompare un raggio.

21 22 su tutto l'orizzonte settentrionale, per una lunghezza di circa 45°, si estende una debolissima luce rossa.

! 21 24 intensi e larghi raggi nella zona N-NW, dove da poco è tramontata la costellazione del Cigno.

21 35 ancora alcuni deboli raggi.

21 45 zona rossastra a N-NW.

!!!!! 22^h02^m appaiono numerosi e intensi raggi giallastri con sfumature verde pallido su fondo unito rosa-rosso, disposti in uno splendido arco di circa 100° di lunghezza e 25° di spessore. L'arco si innalza al di sopra dell'orizzonte come uno splendido ponte luminoso; al di sotto di questo una zona, limitata alla base dall'orizzonte, splende di intensa luce bianca verdastra.

!!! 22 11 i raggi svaniscono.

!!!! 22 12 i raggi riappaiono

!!!! 22 20 tutto l'arco tende a svanire e restringersi; i colori si fanno di un rosso sempre più cupo.

!!! 22 25 splendidi larghi raggi nella zona N-NW.

!!! 22 30 due parti dell'arco rimangono intense, rosso cupo, solcate a momenti da qualche raggio. Una a Nord, leggermente spostata ad Est e un'altra nella zona NW.

!! 22 35 le due zone continuano ad essere visibili ma sempre più deboli e di un colore rosso cupo.

22 43 debolissima luce rossastra diffusa.

23 00 il fenomeno è completamente scomparso; rimane soltanto la luce della Luna sorta da pochi minuti.

8-9 LUGLIO 1958.

Il fenomeno veniva notato alle ore 21 (T. U.) quando, essendosi spenta la luce del crepuscolo, stavano per essere iniziate le consuete osservazioni astronomiche.

21^h02^m Inizio dell'osservazione. Luminosità generale nella zona Nord. Si notano, particolarmente intensi, due raggi in direzione N-NW di circa 30° di lunghezza e 3° di larghezza.

21 05 Appaiono, particolarmente intensi, due raggi rosa: uno a Nord e l'altro a NW, che si accentuano sempre più. Il raggio a Nord, successivamente, si allarga e si intensifica, poi si suddivide in tre raggi principali compatti ed uno secondario staccato dal resto di circa 4° verso Ovest. Il gruppo si intensifica colorandosi sempre più vivamente in rosa. Poco dopo il raggio a NW scompare. Dimensioni del gruppo di raggi Nord: larghezza totale 22°, altezza sull'orizzonte 35°. La zona Nord si colora sempre più

in rosa mentre torna a comparire anche la luminosità a NW. La luminosità nella zona Nord non è più disposta secondo raggi ma ha un aspetto sfumato ed omogeneo simile, anche nella forma, a quello della luce zodiacale.

21^h10^m Appare un doppio raggio leggerissimo della lunghezza di c. 30° e larghezza di c. 12° a N-NW.

21 12 Scomparsa la luminosità a NW.

21 14 Leggera, tenue luminosità generale e due raggi debolissimi. Complessivamente il fenomeno si è notevolmente indebolito.

21 16 Si vedono solo tre raggi, sfumatissimi ed appena percettibili, convergenti verso il punto Nord. Poi appaiono due raggi appena visibili: uno in direzione N-NW, un altro, leggermente più intenso, a NW.

21 22 Leggera luminosità generale diffusa in tutta la zona Nord.

21 23 Appare a NW un debolissimo raggio lungo circa 22° e largo circa 4°.

21 26 Il raggio appare ora allargato e sfumato mentre si è riformato un raggio di minore intensità a N-NW. Intensità dei due raggi: circa come la luce zodiacale normale.

21 30 Tutto scomparso, tranne una leggera luminosità appena percettibile a NW.

21 33 Si intravedono nuovamente dei raggi disposti secondo un arco centrato a Nord, dell'altezza massima sull'orizzonte di circa 10° e della lunghezza di circa 90°.

21 36 Dal momento di quest'ultima apparizione i raggi delle varie zone dell'arco hanno subito rafforzamenti ed indebolimenti alterni e in questo momento sono piuttosto sfumati.

21 38 Appare un raggio in direzione Nord, debole quasi come gli altri, ma lungo circa 45°.

21 40 Tutti i raggi sono pressochè scomparsi. Rimangono due leggere luminosità in direzione Nord e NW, la prima intensa come la normale luce zodiacale, la seconda appena percettibile.

21 42 Pressochè scomparsa ogni traccia di luminosità.

21 48 Appare a Nord una zona (che si indovina formata da raggi) di 20° di ampiezza e 20° di altezza.

21h50m Scomparsa anche questa luminosità.

22 03 Nessuna traccia di aurora fino a questo momento in cui tornano a vedersi due leggere luminosità, appena raggiate, in direzione N-NW e NW.

22 05 Rimane, molto debole, il raggio a N-NW.

22 08 Pressochè scomparsa ogni traccia di luminosità tranne una leggerissima luce aurorale in direzione N-NW.

22 17 Si forma a Nord una debole zona luminosa larga circa 50° ed alta circa 15°.

22 22 Scomparsa ogni luminosità.

22 28 Continua a non vedersi più nulla, tranne un debole chiarore all'orizzonte intorno al punto Nord.

32 10 Non si vede più nulla da parecchio tempo. La Luna è sorta da 45m. L'osservazione viene sospesa.

24 00 Un ultimo controllo conferma la scomparsa di ogni traccia di luminosità, al di fuori del debole chiarore lunare.

4-5 SETTEMBRE 1958.

Il fenomeno veniva avvistato a 20 45 (T. U.). Si manifestava sotto forma di una luminosità generale diffusa color porpora, nella zona Nord, visibile nonostante il cielo velato o addirittura coperto.

20h50m Appare un raggio alto circa 40° a N-NW. La luce diffusa di fondo presenta la massima intensità, con colore sempre rossastro, nella zona N-NE. Poco dopo il raggio tende a sfumare e a confondersi con la zona di fondo.

20 52 Il raggio a N-NW è pressochè scomparso; è diminuita anche la intensità generale del fenomeno.

20 54 Appare in direzione Nord un intenso raggio che presto si trasforma in una zona larga e diffusa mentre l'intensità generale del fenomeno aumenta.

20 55 Raggi gialli molto intensi, larghi c. 10° e alti c. 45°.

20 57 Il fenomeno presenta la massima intensità in due zone diffuse a Nord e a Nord-Est, prevalentemente nella prima. Successiva-

mente, a Nord-Est, appare una serie di raggi, emergenti dalle nuvole, che si intensificano sempre più, giungenti all'altezza della stella Mizar e della larghezza di 10°.

21^h00^m I raggi sono scomparsi; la luce aurorale generale si è notevolmente attenuata. Dal momento dell'inizio del fenomeno la nebulosità è continuamente diminuita; a questo istante le nubi coprono una fascia di cielo di appena 10° sull'orizzonte.

21 05 Il fenomeno, ridotto ormai ad una leggerissima luminosità generale diffusa appena percettibile, viene ravvivato da un leggero raggio apparso esattamente a Nord che poco dopo sfuma confondendosi con il fondo. È visibile la Luna (in età di giorni 20) all'orizzonte.

21 08 La luminosità a Nord, rimasta fino ad ora di intensità costante, sta ora diminuendo ulteriormente. Leggerissima luminosità a NW.

21 10 Non si vedono più tracce di luce aurorale.

21 12 Torna a comparire, a Nord, una leggera luminosità, larga 20° e alta 25°, che sparisce però nel minuto successivo. Ogni manifestazione del fenomeno è praticamente scomparsa.

21 14 Luminosità raggiata di color rosa scuro presente nella zona Nord ed estendentesi verso NW, larga ed alta 30°. Due raggi spiccano particolarmente.

21 17 Compare anche un raggio piuttosto sfumato ad Ovest, che scompare entro i due minuti successivi.

21 21 La luminosità a Nord, che si è via via indebolita, è oramai appena percettibile. La luce della Luna comincia a disturbare.

21 23 Nessuna traccia di aurora.

21 30 Appaiono luci raggiate rossastre nella zona Nord e N-NE. La luce della Luna disturba molto.

21 32 Compare a N-NE una zona rossastra raggiata che si intensifica sempre più.

21 34 Permane la luminosità rossastra a N-NE ed appare un doppio raggio a NW.

21 35 Il raggio a NW è pressochè scomparso. Tutta la luminosità si è affievolita, traccie sono appena visibili a N-NE.

21 37 Non si vedono più traccie di aurora. Le nuvole sono completamente scomparse fino all'orizzonte. La Luna disturba notevolmente.

22 05 Non si vedono più traccie di aurora. Ciò però può essere dovuto alla ormai preponderante luce lunare.

22 25 A N-NW, sotto le tre stelle ε, ζ, η U Ma, compare una zona rossa piuttosto intensa spostantesi in azimut verso Nord. Raggio molto intenso.

22 29 In direzione N-NW compare un magnifico raggio, alto circa 45°, e che si intensifica sempre più. Tutta la zona tra Nord e NW, per una lunghezza di c. 30°, è colorata di un rosso intenso. Zona e raggio si intensificano sempre più.

22 32 La luminosità tende a svanire pressochè completamente.

22 33 Compare un raggio congiungente le due stelle α e β U Ma. Il raggio si rinforza mentre ne compare un altro verso Est e si rinforzano anche quelli a NW. I raggi a NW si rinforzano assumendo un colore giallastro.

22 36 I tre raggi cedono il posto a tre zone con luminosità diffusa rossastra. Il raggio giallo a NW è completamente sparito.

22 39 Luminosità diffusa larga c. 60° ed alta c. 30°.

22 42 Si intravede una luminosità generale debolissima.

22 46 Luce rossastra a NE.

22 49 Non si vedono più traccie del fenomeno.

22 53 Leggerissima luce rossastra tra Nord e N-NE.

22 58 Nessuna traccia del fenomeno.

23 15 Nessuna traccia del fenomeno.

23 35 Un'ultima occhiata al cielo non rivela alcuna traccia del fenomeno. È però da rilevare che la preponderante luce della Luna rende impossibile l'osservazione di eventuali deboli luminosità.

RÉSUMÉ RÉDIGÉ SUR LE FORMULAIRE DE THOMSEN

21-22 Janvier 1957

Heure T. U.	Forme	Tendence	Coordonnées	Remarques
20h02m	G	—	295/–,340/–	Ciel clair; début des observations; rougeâtre, estompé rose et verte vers le Nord
»	R	–	—	Jaune
20 10			—	Absence d'aurore
20 18	G	—	345/–,15/–	—
20 25	2R	—	–/20,–/20,	Intense
20 29	G		320/–,340/–,	Rougeâtre
20 34	D		320/–,340/–,	»
20 40	—	—	—	Absence d'aurore
20 44	G	—	0(centre)	Apparition e dispar. rapide
20 50	R		0(centre)	» très faible
20 55	R		0(centre)	» plusieurs rais faibles
21 05	G		0(centre)	Rougeâtre
21 12	G		320/–,340/–,	Rose
21 22	G		335/–,20/–,	Rouge faible
21 24	D	–	340(centre)	Intense
21 35	D		340(centre)	Faible
21 45	G	–	340(centre)	Rougeâtre
22 02	RA	I	300/0,0/60,60/0	R jaunes, estompés vert; fond: arc rose-rouge de 25° de larg.
»	G	I	0(centre)/15	Au dessous de l'arc: blanche-verdâtre très intense
22 11	RA	Q	»	»
»	G	Q	»	»
»	R	D	»	»
22 12	RA	Q	—	—
»	G	Q	»	»
»	R	I	—	—
22 20	RA	D	»	Rouge sombre
22 25	D	—	340(centre)/20	—
22 30	2D	D	310(centre)/20 10(centre)/20	Rouge sombre —
22 35	2D	D	»	Rouge sombre, faibles
22 43	S	–	—	Rougeâtre
23 00	—	—		Absence d'aurore, lueur de la Lune fin des observations

8-9 Juillet 1958

Heure T. U.	Forme	Tendence	Coordonnées	Remarques
21h02m	G	—	0/–	Début des observations
»	2R	—	340/30	—
21 05	2R	I	315/–,0/–,	Rose
21 09	D	I	0(centre)/35	»
»	R	D	315/–,	—
»	S	Q	340(centre)/– 0(centre)/20	Rose
21 10	R	—	340/30,	Très legère
21 14	G	—	—	Très faible
21 16	R	—	—	»
21 22	G	—	0(centre)/–,	»
21 23	R	—	315/20	»
21 26	2R	—	315/–,340/–,	Faible
21 30	—	—	—	Absence d'aurore
21 33	RA	—	330/0,0/10,30/0	Faible
21 38	R	—	0/45	»
21 40	2S	—	315(centre)/– 0(centre)/–	—
21 42	—	—	—	Absence d'aurore
21 48	S	—	0(centre)/20	Faible
21 50	—	—	—	Absence d'aurore
22 03	2D	—	315(centre)/– 340(centre)/–	Faibles
22 05	D	—	340(centre)/–	Très faibles
22 08	—	—	—	Absence d'aurore
22 17	G	—	335/0,0/15,25/0	Faible
22 22 24 00	—	—	—	Absence d'aurore; lueur de la Lune; fin des observations

4-5 Septembre 1958

Heure T. U.	Forme	Tendence	Coordonées	Remarques
20h45m	G	—	0(centre)/–	Début des observations ciel voilé ou couvert
20 50	R	—	340/40	—
»	G	—	20(centre)/–	Rougeâtre
20 52	G	D	—	—
20 54	R	I;RS	0	—
20 55	R	—	—	Jaunes, très intenses larg. 10°, haut. 45°
20 57	S	—	0/–	—
»	S	—	45/–	—
20 58	R	I	45/15	—
21 00	G	D	—	Le ciel est toujours plus clair; les nuages couvrent à ce moment une bande de 10° de hauteur
21 05	G	Q	0(centre)/–	Très faible; Lune visible à l'horizont
21 08	G	D	0(centre)/–	—
21 10	—	—	—	Absence d'aurore
21 12	S	I	0(centre)/25	Faible
21 13	S	D	»	»
21 14	D	—	330/–,0/30	Rose sombre
21 17	R	—	300/–	—
21 21	S	—	0/–	Très faible la Lune gêne
21 23	—	—	—	Absence d'aurore
21 30	D	—	0/–,45/–	Rougeâtre; la Lune gêne beaucoup
21 32	D	I	20/–	Rougeâtre
21 34	D	Q	20/–	—
»	R	—	315/–	—
21 35	G	—	—	Faible
21 37	—	—	—	Absence d'aurore; ciel clair; la Lune gêne beaucoup
22 05	—	—	—	Absence d'aurore; la lueur de la Lune est prépondérante
22 25	S	WN	—	Rouge
»	R	—	—	Très fort
22 29	R	I	340/45	—
»	G	I	330/–,0/–	Rouge vif
22 32	G	D	»	—
22 33	R	I	340/–,350/15,20/–	Jaune
22 36	S	—	»	Rougeâtre
22 39	G	—	330/–,0/30,30/–	—
22 42	—	—	—	Lueur génerale (à Nord) très faible
22 46	G	—	45/–	Rougeâtre
22 49	—	—	—	Absence d'aurore
22 53	G	—	10/–	Rougeâtre, très faible
22 58	—	—	—	Absence d'aurore
23 15	—	—	—	—
23 35	—	—	—	Absence d'aurore; la Lune est très haute et la continuation des observations n'est plus possible; fin des observations

RIASSUNTO

Vengono descritte tre aurore boreali osservate dalla Stazione Astronomica di Loiano (Bologna), le notti del: 21-22 Gennaio 1957; 8-9 Luglio 1958; 4-5 Settembre 1958.

ABSTRACT

Three auroras observed from the Astronomical Observatory of Loiano (Bologna) in the nights of 21-22 January 1957; 8-9 July 1958; 4-5 September 1958, are described.

BIBLIOGRAFIA

Ciel et Terre, **73**, 527 e 546; **74**, 48.

On quantitative determination and mapping of seismic activity

J. V. Riznichenko

Earthquakes beneath our feet as well as stars in the sky occur the more often, the less their magnitude is. The laws of their distribution according to the magnitude are similar for both. In this respect a view of the night sky recalls, even quantitatively, to a seismic activity map with magnitude denotations.

Let us determine the magnitude or the size of an earthquake by means of the value of the seismic energy E propagating through a sphere of a certain radius (say, $R = 10$ km) surrounding the source. Then between the value E and the number N of earthquakes of various classes K of the energy $E = 10^K$ there exists a statistically established dependence $N = N(E)$ of a kind being shown in fig. 1. This graph is constructed in the double coordinate system $\log E$, $\log N$. It represents an approximately straight line for a wide range of energies from rather small values of about 10^2 joules to about 10^{16}-10^{17} joules. The power number K for energy representation in joules $E = 10^K$ is the energy class of earthquakes. To precise, the class K comprises earthquake energies ranging from $10^{K-0.5}$ to $10^{K+0.5}$ joules. Only for great values of E a remarkable deviation from the straight line is observed, which is expressed in the strong decrease of N for the most disastrous earthquakes of the world.

If the slope of the graph N versus E were nearly constant we should have an ability to compare the seismicity of various regions by comparing the " levels " of the graphs, which may be given by establishing the meaning of N for a fixed K, for instance for $K = 7$ or $K = 10$. These figures $N|_{K=7} = A_7$ or $N|_{K=10} = A_{10}$ could serve a measure of seismic activity.

Thus the crucial question is whether or not the slope of the dependence between N and E can be considered as a constant.

The region of strong earthquakes is discussed by Gutenberg and Richter, Kawasumi and others ([1-3]). The region of weak earthquakes

was thoroughly studied on the initiative of academician Gamburtzev [4] during the last 3 or 4 years in the Tadjik Complex Seismological Expedition of the Institute of the Earth's Physics (Academy of Sciences,

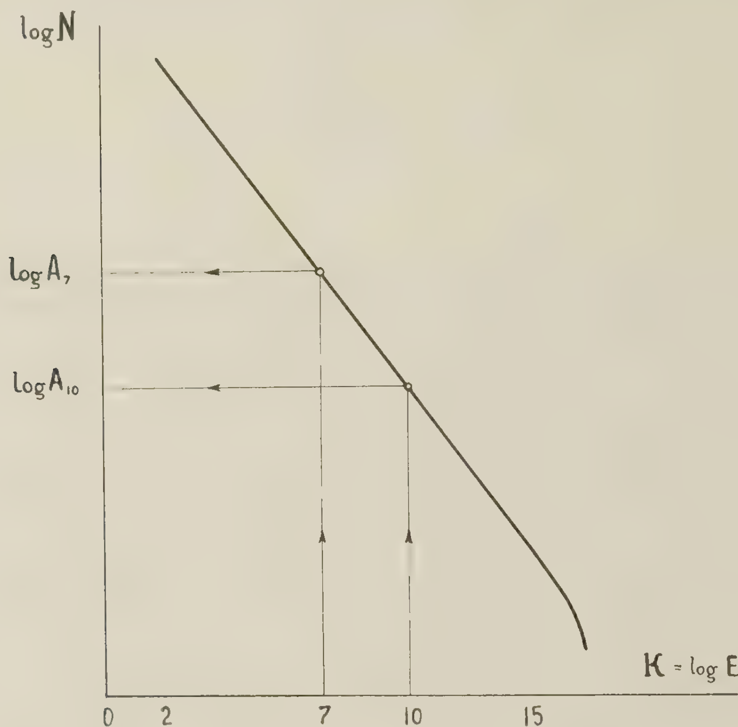


Fig. 1. – The Energy-Frequency of occurrence Graph

$$\gamma = \frac{\Delta \log N}{\Delta \log E} \approx \text{const}$$

for $K = 2 \div 15$

N – frequency of occurence – a number of earthquakes of a given energy class $K = \log E$ (joules) beeng registered on a given territory S within a given time interval t.

A – seismic activity

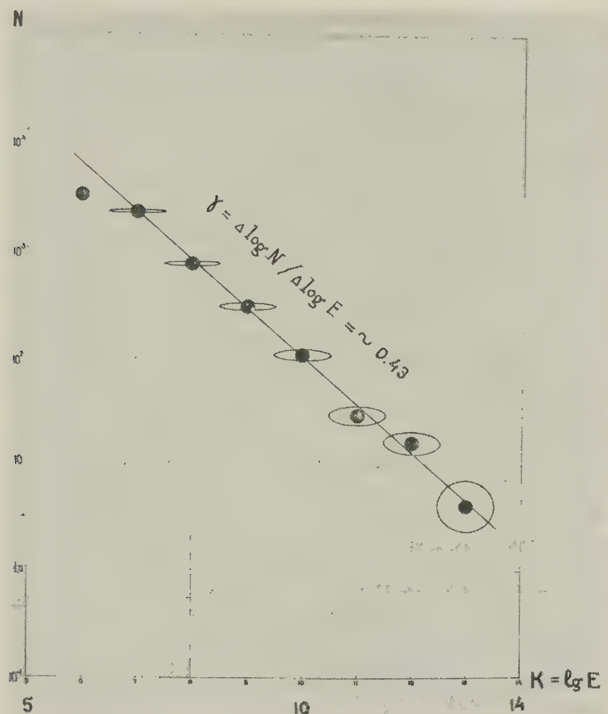
A_7 refers to $S = 100$ km², $t = 1$ year ;

A_{10} refers to $S = 10.000$ km², $t = 1$ year.

USSR) and the Seismological Institute of the Tadjik Academy of Sciences. The chief participants of this study are I. L. Nersesov and V. I. Bune.

The interpretation of a mass material reveals a perfect stability of a linear law for the dependence $N = N(E)$ as it is shown in fig. 2.

The size of elipses on this graph corresponds to the values of the errors of N and E determinations. This graph has been constructed from many thousands of earthquakes being registered in the Garm region (Tadjikistan), in one of the most seismically active regions of the Soviet Union.



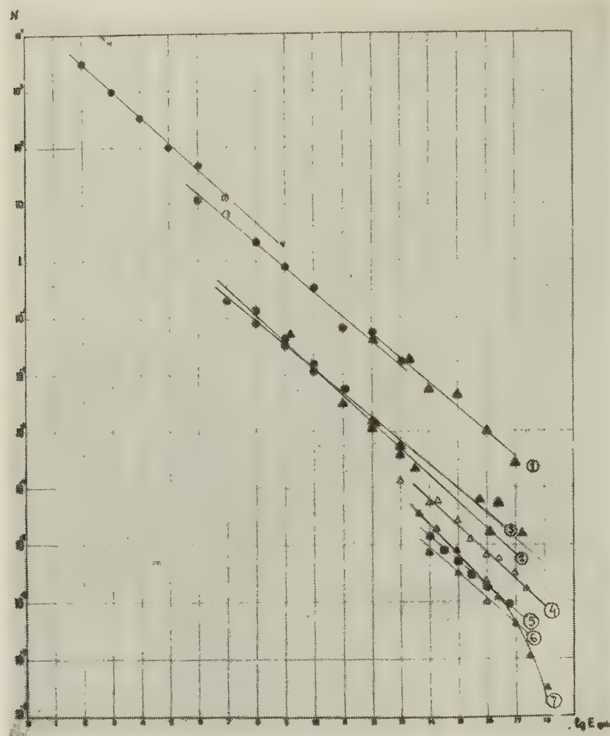
(*by Nersesov, Riznichenko*)

Fig. 2. – K – energy class of earthquake; $E = 10^K$ joules
N – frequency of occurrence of earthquakes
Ranges of errors are shown.
Garm region, 1955-1957.

The slope $\gamma = \Delta \log N / \Delta \log E$ of the graph in the double log-coordinate system usually equals to about 0.43 for the values of K varing in very large ranges from $K = 2$ to $K = 16$.

In fig. 3 the " occurrence graphs " for a number of regions, namely Tadjikistan, Kirgisia, Kazachstan in Central Asia; Japan; New Zealand (Tonga-Kermadek region); California (USA) and the last one for the most disastrous earthquakes of the globe (by Gutenberg and Richter) are compared.

It is seen that the slopes of all these graphs are nearly the same, except the most strong earthquakes of the globe with the class number K more than 16 or 17.



(*by Nersesov*)

Fig. 3 – Energy ranges: $E = 10^2 \div 10^{18}$ joules.
1 – Garm-Stalinabad (Tadjikistan); **2** – Kirgisia; **3** – Kazachstan; **4** – Japan; **5** – New Zealand; **6** – California; **7** – the Earth. $\gamma \approx$ const
N refers to $S = 100\ km^2$, $t = 1$ year
(1 joul $= 1.00051 \times 10^7$ erg).

The material of observations of the Tadjik Complex Seismological Expedition demonstrates that for usual normal seismic conditions the frequency of occurrence of earthquakes fluctuates, and the degree R of the " occurrence scatter " is approximately constant:

$$R = \sigma_N / \sqrt{N}, \qquad [1]$$

where N is the observed number of earthquakes of a given class of ener-

gy, and σ_N is the standard deviation of this number related to the same conditions of time and space (σ_N^2 is the dispersion). It appeared also that for the normal seismic regime (excluding the periods of aftershocks and so on) the value of R is approximately 1. An analogous dependence of fluctuations is encountered in many branches of physics, for example, the fluctuations of weak luminous fluxes in connection with their discrete quantum microstructure.

The sense of the equation [1] for our reasoning becomes clear from a numerical example. If the number of the observed earthquakes is $N = 10000$, the relative error in establishing the corresponding average frequency of occurrence is $\delta_N = \sigma_N/N.100$ per cent $= 1$ per cent; if $N = 100$, then $\delta_N = 10$ per cent and so on. A sufficiently exact determination of the average frequency of occurrence of earthquakes requires a sufficiently great number of observations, in fact no less than some dozens. Weak earthquakes are frequent, and for them there is no difficulty in this respect. But difficulty arises in connection with strong earthquakes which are rare. However the mean frequency of occurrence of strong earthquakes can be established with a certain stability if to take into account the general law $N(E)$. Certainly it requires a great number of observations of earthquakes for a wide range of energy including especially small values of energy. It is important that such observations should not take too much time.

Thus the study of weak earthquakes is effective not only for them but for strong earthquakes as well.

Now we pass to the problem of the possible use of the frequency of earthquakes' occurrence for a quantitative representation of the regional distribution of seismic activity.

It is a along time already that seismologists are interested in the problem of a quantitative determination of seismicity. But the really constructive suggestions to the problem were made perhaps only beginning with 1953-1954. The first step was made in Netherlands by Koning (6). A little later it was done in some other way by Båth (7) in Sweden, Sponheuer (8) and Toperczer (9) in Germany, and others (3,10-12). In all these studies the quantitative representation of seismicity was based directly or indirectly on the summarized seismic energy E of earthquakes or on the square roots of the energy values (13,14).

This value is known to be determined chiefly from strong earthquakes comprising the overwhelming part of the total seismic energy of earthquakes. But the strong earthquakes are rare, their numbers N are small and the estimate of seismicity obtained in this way must great-

ly fluctuate. Therefore the results of these methods are usually rather unsatisfactory as to the stability, exactness and detailed representation of the quantitative distribution pattern of seismicity.

It is quite explainable that the quantitative determination of seismicity obtained with the help of earthquakes' occurrence and based mainly on weaker earthquakes, whose numbers N are great, would be much more stable.

As a measure of seismicity we suggest " seismic activity " representing the frequency of occurrence N of earthquakes of a certain energy class K limited by a certain area S and time t of observations. This value will be designated by A. [15].

For detailed seismic investigations a value $A = A_7$ is convenient for $K = 7$, $S = 100$ km², $T = 1$ year; for regional investigations on a smaller scale, the values $A = A_{10}$ for $K = 10$, $S = 10.000$ km², and $t = 1$ year are quite suitable.

The use of the frequency of earthquakes' occurrence for a quantitative determination of seismicity does not prevent from obtaining energy characteristics suggested by other authors [7-9, 11]; moreover, it should be noted that these characteristics may be determined more stably if taking into account the occurrence law $N(E)$, than if using direct calculations.

Thus the average density of the earthquakes' power (energy) flux may be estimated from the formula

$$W = \int_{\infty}^{\infty} ENdK \qquad [2]$$

where $N = dn/dK$, n — quantity of earthquakes, N being approximately equal to a number of earthquakes corresponding to the energy limits $E_1 = 10^{K-0.5}$; $E_2 = 10^{K+0.5}$. This formula can be used instead of that suggested by other authors [7-9] for the direct summation of earthquakes' energy

$$W = \frac{1}{St} \sum_{i=1}^{Q} E_i , \qquad [3]$$

where Q is the total number of earthquakes at the area S for the time t.

Similarly the formula

$$\varepsilon = \int_{\infty}^{\infty} \sqrt{E} NdK , \qquad [4]$$

based on the frequency of occurrence law allows to determine with a greater stability the so called " tectonic flow " or the " strain release "

quantity [11,12] which is usually calculated by direct summing up according to the formula

$$\varepsilon = \frac{1}{St} \sum_{i=1}^{\varrho} \sqrt{E_i} \, . \qquad [5]$$

If the law $N(E)$ for relative values of N is supposed to be firmly established, the values of W and ε from the formulas [2] and [4] can be

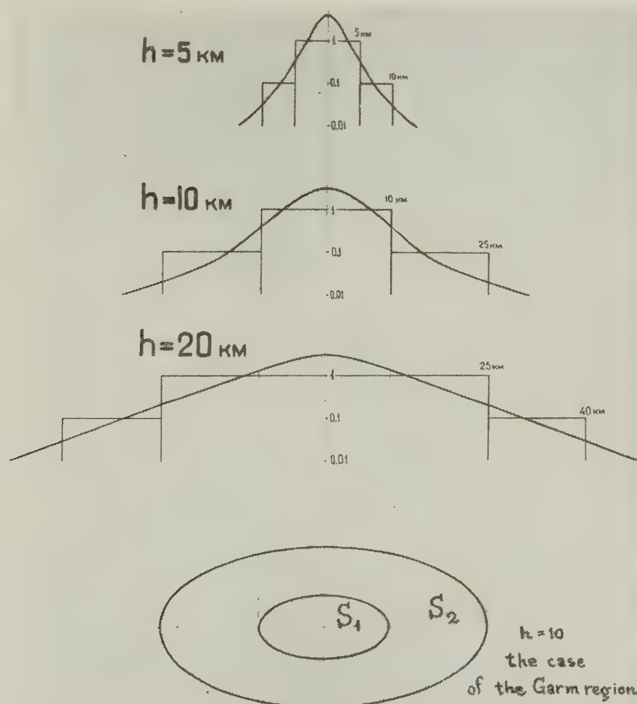


Fig. 4. – Determination of the size of the averaging region to calculate the Seismic Activity A in accordance with the seismic waves energy attenuation.

h – the average depth of earthquake focus.

expressed as functions of the seismic activity A. The form of the law $N(E)$ is certainly to be controlled and specified proceeding from observations for each region under consideration.

When mapping the seismic activity A by the suggested method it is necessary to use the observations of all earthquakes for which a sufficiently reliable estimation of the frequency of occurrence is possible.

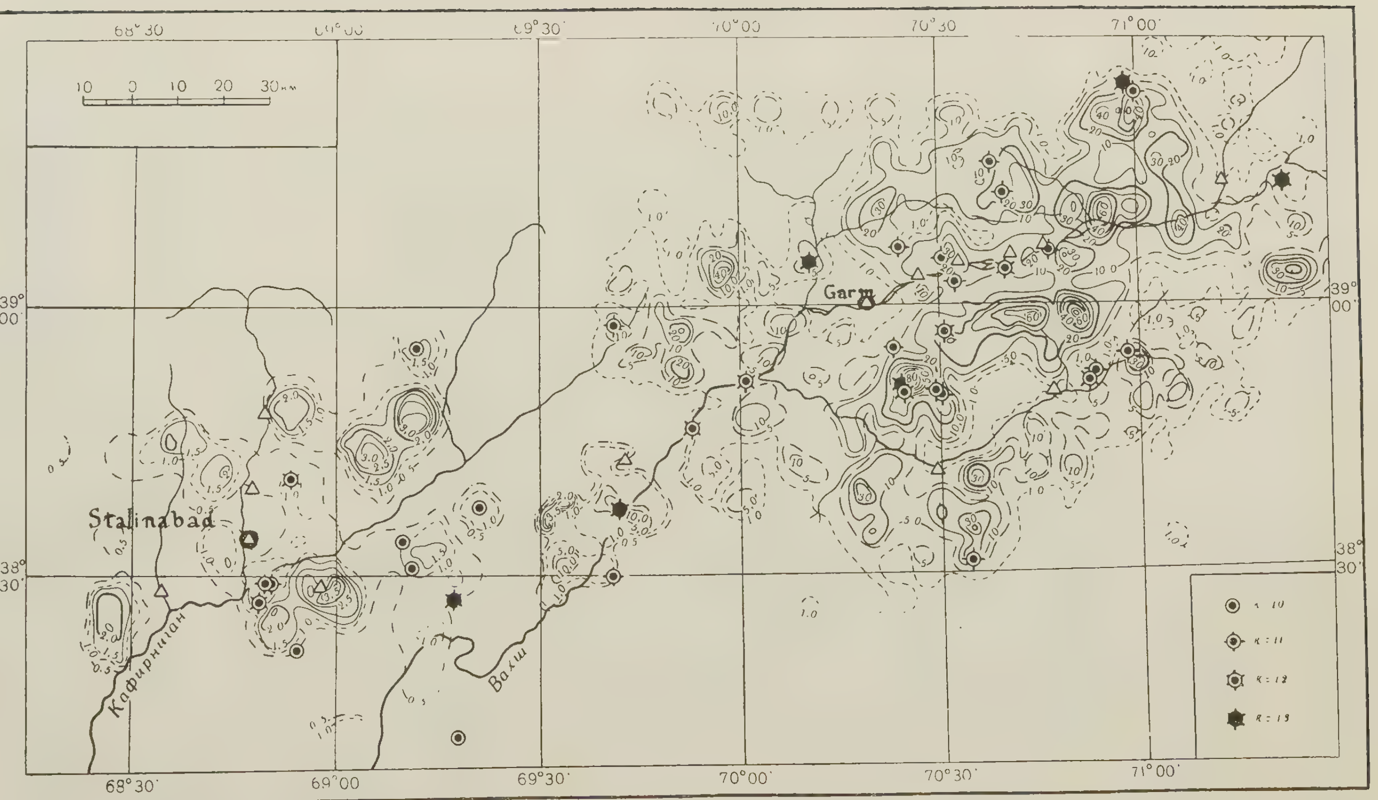


Fig. 5 – Schematic map of the seismic activity of the Garm-Stalinabad region, 1955-1957.

To pass from the discrete pattern of the distribution of earthquakes' epicentres of various energy classes K to the smooth one, where the value of the seismic activity A is represented in isolines, a method of averaging (smoothing) was applied with a sliding two-step region. The idea of its construction is shown in fig. 4. The densities of epicentres on the areas of averaging S_1 and S_2 are multiplied by factors p_1 and p_2, which decrease from the centre to the periphery.

Fig. 5 gives an example of a schematic map of the seismic activity for Garm and Stalinabad (the capital of Soviet Tadjikistan) regions of the Tadjik SSR being drawn by the method described above.

We believe that the suggested method of the representation of seismicity which has evident advantages as compared with other indicated methods may serve as a basis for mapping the seismic activity not only of separate areas but of the whole globe provided the necessary observations conducted by joint efforts of the seismologists throughout the world are accumulated.

ABSTRACT

1. *The quantitative determination of seismicity being based on a direct summation of seismic energy of all the earthquakes arising on a given territory within a given time interval is scarecely applied to the detailed mapping of seismicity: it leads to widely fluctuating values. The reason is, that the main part of the total seismic energy belongs to the strong earthquakes which occur rarely.*

2. *As a more stable value for the quantitative representation of the average level of the frequency of occurrence of numerous earthquakes in a wide range is suggested. This level may be determined by the number of earthquakes of a given energy class, which relates to a unit space-time region. The possibility of such a determination is due to the fact of existence of an approximately stable dependence between the relative number of earthquakes and their energy.*

3. *In a highly seismic active Garm-Stalinabad region (Tadjik SSR) many thousands of earthquakes, especially weak ones, have been studied by means of a net of high sensitive seismic stations. On this base a detailed seismic activity map of this region has been constructed which gives in isolines the frequency of occurrence of earthquakes on the territory under consideration.*

4. The author appeals to the seismologists of other countries to start on a systematic study of the frequency of occurrence of earthquakes of various energies, with the aim to secure the base for constructing the seismic activity map of the globe. Such a map is of great importance to solve many questions of both pure geophysical and practical interest.

RIASSUNTO

1. *La determinazione quantitativa della sismicità che è stata basata sulla sommatoria diretta dell'energia sismica di tutti i terremoti che si verificano su un dato territorio entro un determinato intervallo di tempo, è scarsamente applicata alla preparazione di mappe dettagliate della sismicità: essa porta a valori molto variabili. La ragione è che la maggior parte dell'energia sismica totale appartiene ai terremoti forti che si verificano raramente.*

2. *Si suggerisce, per un più certo valore, una rappresentazione quantitativa del livello medio della frequenza con cui si verificano numerosi terremoti (la determinazione quantitativa di cui sopra) per un largo intervallo. Questo livello può essere determinato in base al numero di terremoti di una determinata classe di energia, che si riferisce ad una regione spazio unitario-tempo. La possibilità di una tale determinazione è dovuta al fatto dell'esistenza di una dipendenza quasi stabile tra il numero dei terremoti e la loro energia.*

3. *In una regione altamente attiva dal punto di vista sismico, quale quella di Garm-Stalinabad (Tadjik SSR), sono state studiate molte migliaia di terremoti, specialmente quelli di forza debole, per mezzo di una rete di stazioni sismiche ad alta sensibilità. In base ai risultati ottenuti è stata costruita una mappa dettagliata dell'attività sismica di questa regione che dà in isolinee la frequenza con cui si verificano i terremoti nella zona in esame.*

4. *L'Autore fa appello ai sismologi degli altri Paesi per dare inizio ad uno studio sistematico della frequenza con cui si verificano i terremoti di varia forza, allo scopo di stabilire le basi per tracciare la mappa dell'attività sismica della terra. Tale mappa è di grande importanza per risolvere diverse questioni di interesse sia puramente geofisico, sia pratico.*

REFERENCES

(1) Gutenberg, B., Richter, C., *Seismicity of the Earth.*, Princeton Press, 1954.

(2) Kawasumi, H., *On the energy law of occurrence of Japanese earthquakes*, « Bull. Earthq. Res. », Inst. Tokyo Univ., **30**, 4, 319-323, (1952).

(3) Бунэ, В. И., *Сравнительно – энергетическая характеристика сейсмичности трех районов Таджикистана.* « Сталинабадского, Хаитского и Товиль–Доринского ». Докл. АН Таджиской СССР, **10**, 3-12 (1956).

(4) Гамбурцев, Г. А., *Состояние и перспективы работ в области прогноза землетрясений.* « Бюлл. Совета по сейсмологии при През ». АН СССР, **1**, 7-14 (1955).

(5) Бунэ, В. И., *Опыт использования энергетических характеристик при изучении сейсмичности Таджикистана.* « Изв. Отд. естеств. наук АН Таджискской СССР, вып. **23**, 19-34 (1957).

(6) Koning, L. P. G., *Earthquakes in relation to their geographical distribution, depth and magnitude*, « Proc. Kon. Nederl. Acad. Wet. », **55**, (1952).

(7) Båth, M., *Seismicity of Fennoscandia and related problems*, « Gerl. Beitr. z. Geophys. », **63**, 3, (1953).

(8) Sponheuer, W., *Erdbeben und Tektonik in Deutschland*, « Freiberger Forschungshefte », H. C. 1953.

(9) Toperczer, M., *Zur Definition der Seismizität. Arch. Meteorol.*, « Geophys. und Bioklimatol. », **5**, 4, (1953).

(10) Trapp, E., *Zur praktischen Darstellung der Seismizität.* « Gerl. Beitr. z. Geophys. », **64**, 2, (1954).

(11) Ritsema, A. R., *The seismicity of the Sunda Arc in space and time.* « Indonesia Journ. for Natural Science », **1-3**, (1954).

(12) Amand, P. S., *Two proposed measures of seismicity.* « Bull. Seism. Soc. Amer. », **46**, 1, 27-45, (1956).

(13) Benioff, H., *Earthquake and rock creep.* « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **41**, 1, (1951).

(14) — *Seismic evidence for crustal structure and tectonic activity. The Crust of the Earth* (a Symposium). « Geol. Soc. Amer., Special Paper », **62**, (1955).

(15) Ризниченско Ю. В., *Од изучении сейсмического режима.* « Известии АН СССР, сер. геофиз ». **9**, (1958).

Die Amplituden von PP- und SS-Wellen in der Nähe von 40° und die Struktur des äusseren Erdmantels

J. Vaněk

1. – Einführung.

Die anomale Zunahme von Amplituden der P- und S-Wellen in den Epizentralentfernungen um 20° wurde von mehreren Autoren beobachtet ([1, 2, 3]). Diese Erscheinung, die höhstwahrscheinlich mit den beobachteten Krümmungsänderungen der Laufzeitkurven der P- und S-Wellen in demselben Distanzbereich zusammenhängt, trat sehr deutlich bei der empirischen Ableitung der Eichfunktionen $B(\Delta)$ für die Bestimmung von Magnituden aus Raumwellen auf Grund Prager Beobachtungen hervor ([4]). Eine ähnliche Zunahme von Amplituden der PP- und SS-Wellen wurde bei dieser Gelegenheit in der Nähe von 40° beobachtet. Von verschiedenen Autoren ([5, 6]) wurde die Notwendigkeit der systematischen Untersuchung von Amplituden der P- und S-Wellen in einem grösseren Distanzbereich für die Erklärung der 20° Diskontinuität mehrmals betont. Deshalb wurden in Prag die Untersuchungen in dieser Richtung auf Grund eines noch zahlreicheren Materials vorgenommen.

Die Untersuchung des Amplitudenverlaufs der P- und S-Wellen in dem Distanzintervall von 4° bis 30° hat Frau Ruprechtová ([7]) durchgeführt. Sie benutzte dazu einerseits Prager Beobachtungsmaterial und andererseits Beobachtungen europäischer und mittelasiatischer Stationen von 5 ausgewählten Erdbeben. Bei den Amplituden von P-Wellen stellte sie ein klares Minimum in der Epizentralentfernung von 11,5° und ein ausgeprägtes Maximum bei 19° fest. Bei den S-Wellen lag das Minimum bei 14° und das Maximum bei 21°.

In dieser Mitteilung wird über die Untersuchung der Amplituden von PP- und SS-Wellen in dem Distanzintervall von 25° bis 52° berichtet.

2. – Amplitudenkurven der PP- und SS-Wellen.

Das Beobachtungsmaterial für diese Untersuchung wurde durch sorgfältige Ausmessung der maximalen Amplituden und der entsprechenden Perioden der PP- und SS-Wellen aus den Seismogrammen der Wiechertschen Seismographen von den Erdbebenstationen Prag und Jena gewonnen und zwar aus dem Zeitintervall 1927-1956 für Jena und 1935-1956 für Prag. Um jede Verwechslung mit anderen Wellentypen zu vermeiden, wurden die Ankunftszeiten der betreffenden Wellen sorgfältig kontrolliert. Die Anzahl der Beobachtungen war 90 für PPH, 45 für PPV und 66 für SSH. Die Epizentralentfernungen der benutzten Erdbeben wurden mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,1° meistens nach den ISS Parametern berechnet. Es handelte sich um asiatische Erdbeben mit normaler Herdtiefe; einige atlantische Erdbeben wurden getrennt untersucht. Die Tiefenangaben von ISS wurden durch Vergleich mit den Angaben von Gutenberg und Richter ([3]) kontrolliert. Die Erdbeben waren natürlich von verschiedener Magnitude. Als Vergleichsgrösse wurde die Grösse

$$A^* = \log A/T - M$$

eingeführt, wobei die Magnitude M nur aus Raumwellen auf Grund der in ([4]) abgeleiteten Eichfunktionen $B(\Delta)$ bestimmt wurde und zwar als Mittelwert der zur Verfügung stehenden Magnitudenwerte der einzelnen Raumwellen (PH, PV, SH).

Die Abhängigkeit der A^* Werte als Funktion der Epizentralentfernung Δ für PPH-Wellen kann man aus Fig. 1 ersehen. Schwarze Punkte in Fig. 1-4 sind Jenaer Werte, weisse Punkte Prager Werte; Kreuze sind Schwerpunkte der natürlichen Δ-Intervalle, die mit Hilfe der Wendepunkte minimaler Häufigkeit der Summationskurve bestimmt wurden. Die Amplitudenkurve ist dann die mittlere durch diese Schwerpunkte hindurchgelegte Kurve. Der repräsentative Charakter dieser Kurve wurde durch die Häufigkeitskurve der Abweichungen $\bar{A}^* - A^*$ kontrolliert. Für PPH-Wellen zeigt die Kurve ein ausgeprägtes Minimum bei der Epizentralentfernung von 34° und ein klares Maximum bei der Entfernung von 41°. Ein ähnliches Bild bekommen wir für die PPV-Wellen (Fig. 2); das Minimum der Kurve liegt wieder bei 34° und das Maximum bei 40, 5°. Die Beobachtungen der SSH-Wellen haben natürlich eine grössere Streuung (Fig. 3), aber wir sehen eine Kurve vom gleichen Charakter wie bei den PP-Wellen mit einem Minimum um 38° und einem Maximum um 44°.

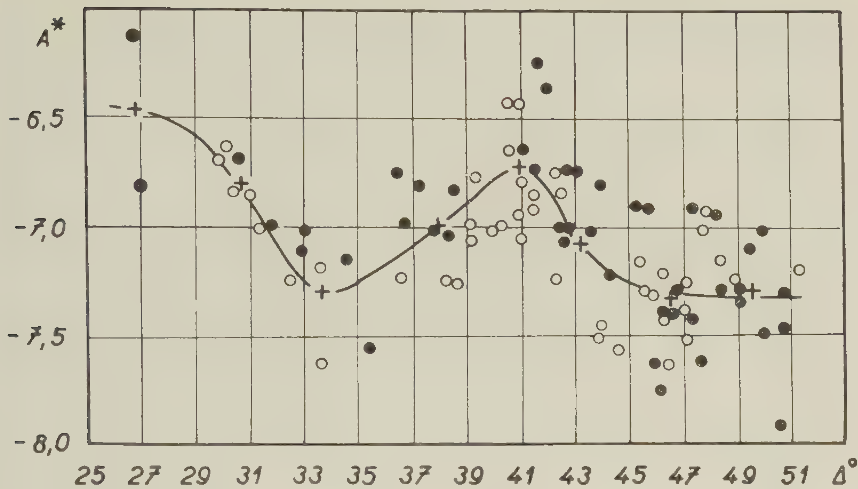


Fig. 1. – Amplitudenkurve der PPH-Wellen. ● Jena, ○ Prag; + Schwerpunkte der natürlichen Δ-Intervalle.

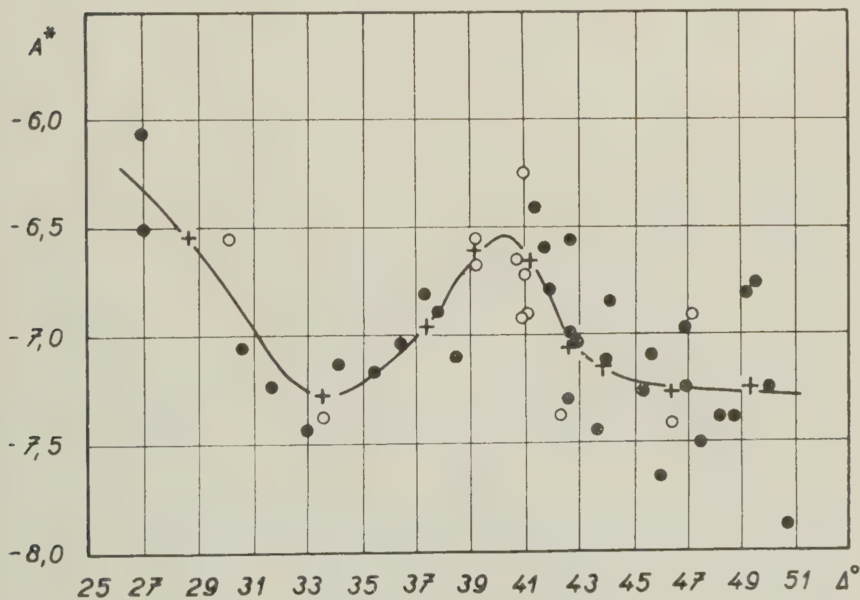


Fig. 2. – Amplitudenkurve der PPV-Wellen.

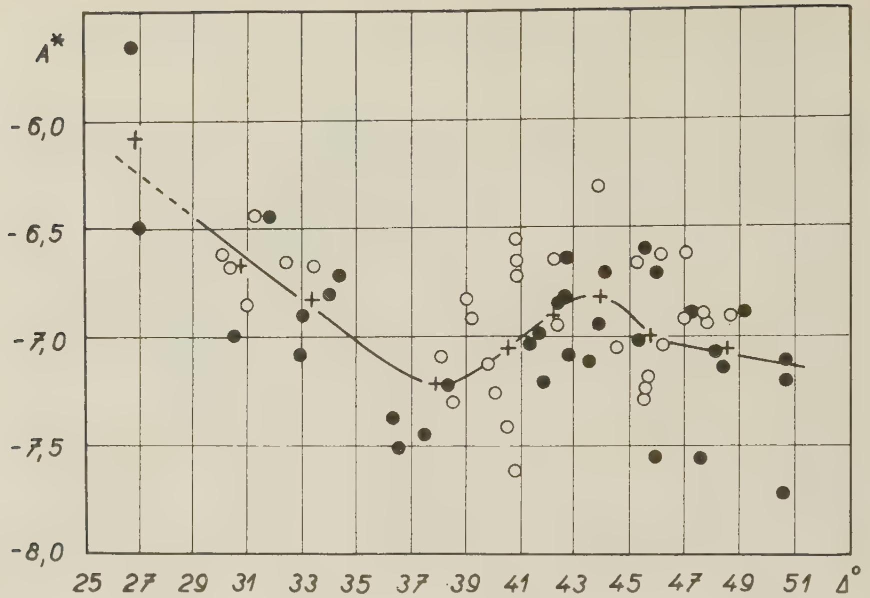


Fig. 3. – Amplitudenkurve der SSH-Wellen.

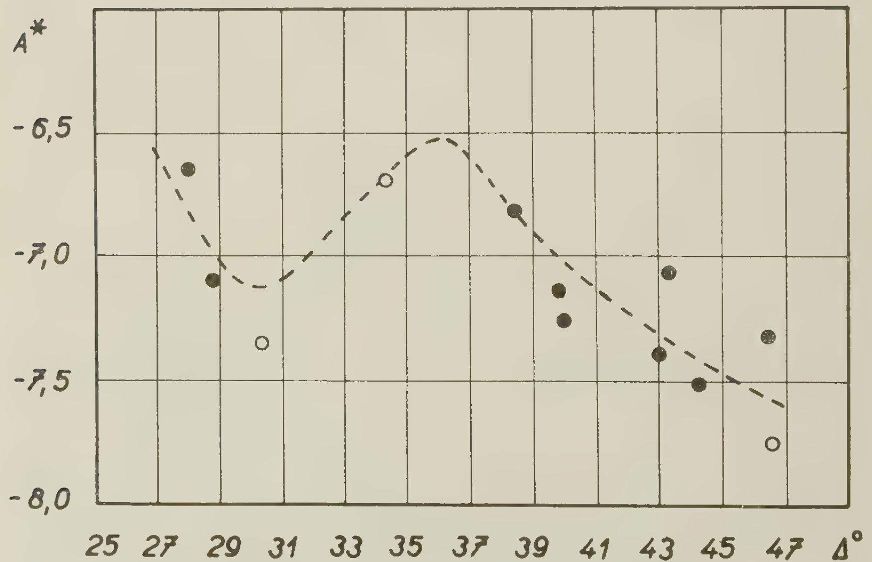


Fig. 4. – Amplitudenkurve der PPH-Wellen für atlantische Erdbeben.

Alle Beobachtungen in Fig. 1-3 betreffen ausschliesslich die asiatischen Erdbeben. Für Beben mit Herden im Atlantischen Ozean hatten wir leider nur wenige Beobachtungen zur Verfügung; es ist aber interessant, dass die Amplitudenkurve der PPH-Wellen in diesem Falle das Minimum und Maximum bei anderen Epizentralentfernungen hat. Es scheint, dass das Minimum bei 30° und das Maximum bei 36° vorkommt (Fig. 4).

Wenn wir jetzt die Ergebnisse zusammenfassen und mit den Werten für P- und S-Wellen vergleichen, die von Frau Ruprechtová [7] bestimmt wurden, so bekommen wir folgende interessante Tabelle (Δ_{min} bzw. Δ_2 — Epizentralentfernungen des Minimums, bzw. Maximums der Amplitudenkurve, n-Anzahl der Beobachtungen):

	PH	PPH	PPV	$PPH_{Atl.}$	SH	SSH
Δ_{min}	11,5°	34°	34°	30°	14°	38°
Δ_2	19	41	40,5	36	21	44
n	125	90	45	12	110	66

Das merkwürdigste in dieser Tabelle ist die Asymmetrie der Werte von Δ_2 für PP und SS in bezug auf die Werte für P und S.

3. – Deutungsversuche.

Um diese merkwürdige Asymmetrie zu erklären, müssen wir uns unbedingt mit den Ursachen des anomalen Amplitudenverlaufs, d. h. mit der Struktur des äusseren Erdmantels eingehender beschäftigen.

Nehmen wir zuerst die Gutenbergsche Interpretation [2] an, nach welcher diese Erscheinungen mit Hilfe einer Schicht von geringerer Geschwindigkeit gedeutet werden. Diese Schicht ist mit der Existenz einer Schattenzone verknüpft, in der eine markante Abnahme von Raumwellenamplituden vorkommen soll. Wenn wir mit Δ_1 die innere und mit Δ_2 die äussere Grenze dieser Schattenzone bezeichnen, so kann man das beobachtete Maximum der Amplitudenkurve wie Δ_2 deuten. Das Minimum der Amplitudenkurve ist schwer interpretierbar, weil wir praktisch keine Kenntnisse über die Amplitudeneigenschaften und über den Charakter der existierenden Wellen in der Schattenzone haben.

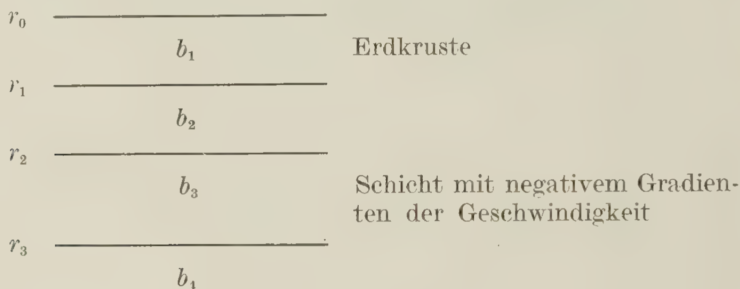
Die Entfernungen Δ_1 und Δ_2 können wir für verschiedene Modelle des Erdmantels berechnen. Es handelt sich nur um die Berechnung

von Epizentralentfernungen und deshalb ist die Anwendung der normalen Strahlentheorie sicher berechtigt.

Wenn wir für die Variation der Wellengeschwindigkeit mit der Tiefe das einfache Gesetz

$$v_k = v_0 \, (r_0/r_k)^{b_k}$$

und für die Struktur des äusseren Erdmantels prinzipiell folgendes einfaches Modell annehmen,



dann ist allgemein die innere Grenze der Schattenzone

$$\Delta_1 = f\,(b_1, b_2, r_1, r_2)$$

und die äussere Grenze

$$\Delta_2 = f\,(b_1, b_2, b_3, b_4, r_1, r_2, r_3)\,.$$

Weil der Einfluss der Variation von verschiedenen Parametern b_k, r_k allgemein schwer zu übersehen ist, wurden alle einparametrischen Abhängigkeiten für Δ_2 berechnet. Als allgemeines Ergebnis dieser Untersuchung kann man angeben, dass die Variation der Tiefe viel grösseren Einfluss auf Δ_2 als die Variation der Gradienten b_k hat. Der Einfluss der regionalen Verschiedenheiten im Aufbau der Erdkruste auf die äussere Grenze Δ_2 kann in keinem Falle den Wert 0,5° überschreiten. Dasselbe gilt auch für den Einfluss der Herdtiefe, die bei normalen Erdbeben gewöhnlich nicht grösser als 50 km ist.

Um die Asymmetrie der Werte von Δ_2 bei PP- und SS-Wellen erklären zu können, müssen wir eine regionale Variation der Schicht mit niedrigerer Geschwindigkeit, d. h. eine regionale Variation der Struktur des äusseren Erdmantels voraussetzen. Als wahrscheinliches Modell

können wir folgende Verteilung der Geschwindigkeit von P-Wellen mit der Tiefe h annehmen:

k	h_k (km)	b_k	v_k (km/s)
0	0		6,2
		26,4	
1	30		7,0 8,0
		2,0	
2	100		8,2
		— 4,0	
3	150		7,95
		2,5	

Für dieses Modell ist $\Delta_2 = 19^\circ$ (Europa). Für $\Delta_2 = 22^\circ$ (Asien) bekommen wir dann bei einer Schicht mit konstanter Mächtigkeit ($h_3 - h_2 =$ konst) für das Minimum der Geschwindigkeit die Tiefe $h_3 = 250$ km und für $\Delta_2 = 17^\circ$ (Atlantik) die Tiefe $h_3 = 120$ km. Für eine Schicht von veränderlicher Mächtigkeit mit $h_2 =$ konst, haben wir dann für Asien $h_3 = 200$ km und für den Atlantik $h_3 = 130$ km erhalten. Eine grosse Unsicherheit ist in der Bestimmung der oberen Grenze h_2 der Schicht mit negativem Geschwindigkeitsgradienten, da die innere Grenze Δ_1 der Schattenzone aus dem Verlauf der Amplitudenkurve nicht ohne weiteres bestimmt werden kann. Diese obere Grenze müsste mit einer anderen Methode untersucht werden, z. B. mit der Methode von Shebalin (9), mit welcher die obere Grenze dieser Schicht in Europa in einer Tiefe von 100 km festgestellt wurde.

Im Falle der Jeffreysschen Hypothese (10) über die Ursache der Erscheinungen, die mit der 20° Diskontinuität verknüpft sind, ist die Berechnung von Δ_2 wesentlich einfacher. Auch in diesem Falle kann man nicht die Asymmetrie der Δ_2 Werte für PP und SS anders als durch die regionale Variation der Diskontinuität erklären. Wenn wir die Jeffreyssche Verteilung der Geschwindigkeit mit der Tiefe (11) annehmen, so bekommen wir aus PP-Wellen für den Atlantik die Tiefe der Diskontinuität zu 250 km, für Europa zu 300 km und für Asien zu 400 bis 450 km.

Ein ähnlicher Deutungsversuch für SS-Wellen wurde noch nicht vorgenommen.

4. – Schlussbetrachtung.

Als allgemeines Ergebnis unserer Untersuchung folgt, dass die Ursache des anomalen Verlaufs von Amplituden der P- und S-Wellen in der Umgebung von 20° sowohl bei Erklärung nach der Hypothese von Gutenberg als auch nach der Hypothese von Jeffreys einen ausgeprägt regionalen Charakter hat, d. h. dass der äussere Erdmantel eine klare regionale Struktur haben muss. Es ist wahrscheinlich, dass die Variationen mehr durch regionale Veränderungen der Tiefe der betreffenden Schicht oder Diskontinuität als durch regionale Veränderungen der Geschwindigkeitsgradienten verursacht werden.

ABSTRACT

On the basis of observations of seismological stations Jena and Prague the amplitude variation of PPH-, PPV- and SSH-waves with epicentral distance in the range between 25° and 52° was investigated. A clear minimum (at the distance Δ_{min}) and maximum (at the distance Δ_2) was found for both PP and SS-waves. The results of this investigation together with the results of Mrs. Ruprechtová (7) for PH- and SH-waves are given in the table on pg. 5. The observed asymmetry in Δ_2 for PP and SS can be explained by regional variations in the structure of the Earth's upper mantle.

RIASSUNTO

È stata studiata la variazione dell'ampiezza delle onde PPH, PPV ed SSH con la distanza epicentrale, in un raggio compreso fra 25° e 52°, sulla base delle osservazioni ottenute presso le stazioni sismiche di Jena e Praga.

I risultati di questa ricerca, unitamente a quelli ottenuti da Mrs. Ruprechtová (7), per le onde PH ed SH, sono riportati nella tabella di pag. 5. L'asimmetria osservata in Δ_2 per le onde PP ed SS può essere spiegata dalle variazioni regionali nella struttura della Terra sopra il mantello.

LITERATUR

(1) GUTENBERG B., *Zeitschr. f. Geophys.*, **2**, 24, (1926).

(2) — *Bull. Seism. Soc. Am.*, **38**, 121, (1948).

(3) BATH M., *Annali di Geofisica*, **9**, 411, (1956).

(4) VANEK J., ZÁTOPEK A., *Travaux de l'Inst. Géophys. de l'Acad. Tchécosl. Sc.*, n. 26, Geofysikální sborník, 91, (1955).

(5) JEFFREYS H., *MNRAS*, « Geophys. Suppl. », **6**, 348, (1951).

(6) LEHMANN I., *Trans. Amer. Geophys. Union*, **34**, 477, (1953).

(7) RUPRECHTOVÁ L., *Studia geophys. geodaet.*, **2**, 397, (1958).

(8) GUTENBERG B., RICHTER C. F., *Seismicity of the Earth*, Princeton Univ. Press 1949.

(9) SHEBALIN N. V., *Studia geophys. geodaet.*, **2**, 86, (1958).

(10) JEFFREYS H., *MNRAS*, « Geophys. Suppl. », **3**, 401, (1936).

(11) — *MNRAS*, « Geophys. Suppl. », **4**, 498, (1939).

Some Sumatra earthquakes

J. Veldkamp

The reason for the investigation of earthquakes on and near the Indonesian isle of Sumatra follows from Vening Meinesz' gravimetric work. Vening Meinesz discovered a great belt of negative gravity values in Indonesia which runs south of Sumatra and Java, and through the Moluccas to the Philippines. This gravity belt led him to his buckling hypothesis; it is supposed that a horizontal compressive force pushes the crustal block between Sumatra and the Philippines against the ocean bottom, so that the crust undergoes plastic wrench-folding along a narrow strip. From this theory one might expect that the shallow earthquakes in Sumatra would be generated by mainly horizontal block movements, in which displacements take place along fault planes in north-west – south-east direction, in accordance with the supposed north-west compressive force.

In order to see whether this mechanism operates in the region involved, I have investigated about 20 earthquakes after the method developed by Ritsema; it is about the same method applied by Keilis Borok. In a few words this method amounts to projecting the seismic station along a seismic ray on a small sphere around the hypocentre. Compressions and dilatations of the P-waves observed in the stations must have been compressions and dilatations in the projection on the sphere. As for S-movements, one may assume that the angle between the first S-movement and the plane of incidence remains constant along the ray-path, so that the components SV and SH can be drawn on the sphere. Of course one must take into account that a movement in the station towards the epicentre is projected on the sphere as a movement away from the epicentre, which means that the SV movement must be reversed and furthermore in using S-movements one must take into account that a movement recorded by the seismograph is not the same as the true movement inside the earth. For stations with distances more than 40° from the epicentre, the ratio between true and apparent movements is a factor 2 for SV as well as for SH.

Fig. 1 shows the projection of the lower half of the sphere for a hypothetical case in which a fault plane is supposed to run north-south with a dip of 40°. The upper block moves according to the arrow, partly transcurrent and partly from below upwards, so we have here a thrust fault movement. All S-vectors in the compressive sector point to the pole of the auxiliary plane.

Fig. 2 shows an example of the fault plane solution for one of the investigated earthquakes. Open circles are dilatations, black dots are compressions. The S-movements have been composed from SH and SV. The fault plane is steeply inclined with an azimuth of N 44° E; the fault movement is partly transcurrent, the dip of the line of displacement is about 30°. The open arrows are the greatest principal stresses. They have been drawn under an angle of 25° with the fault plane, taking into account an angle of internal friction of 40°. The fault plane movement may have been caused by pressures north-south or by tensions about east-west.

The figures 3 and 4 show the results of 13 earthquakes for which a complete solution could be obtained. These earthquakes are the following:

3. 1933, June	24d	21h	54m	38s,	5°	S	104¼°	E (Visser),	m = 7,5, shallow
5. 1935, November	25	10	03	02 ,	5½°	N	94°	E (ISS),	m = 6,5, shallow
6. 1935, December	28	02	35	28 ,	¼°	S	98°	E (Berlage)	m = 7,9, shallow
7. 1936, August	23	21	12	17 ,	6°	N	95°	E (ISS),	m = 7.3, h = 40 km
8. 1938, November	15	21	00	16 ,	5°	S	99°	E (Berlage)	m = 6.5, shallow
11. 1946, March	26	17	09	03 ,	3°	S	102°	E (Gutenberg),	m = 6.7, shallow
12. 1946, May	08	05	20	20 ,	½°	S	99½°	E (ISS),	m = 7.1, shallow
13. 1949, May	09	13	36	18 ,	5°	N	95°	E (USCGS),	m = 6.7, shallow
14. 1949, June	24	22	38	36 ,	7°	S	105°	E (USCGS),	m = 7.0, shallow
16. 1937, July	01	11	49	40 ,	3°	N	96°	E (ISS),	m = 6.7, h = 110 km
17. 1937, August	04	23	35	18 ,	6°	N	94½°	E (De Boer),	m = 6.0, h = 120 km
20. 1938, August	25	01	28	14 ,	5°	S	102°	E (Berlage),	m = 6.9, h = 100 km
22. 1944, January	05	21	12	43 ,	3½°	S	102°	E (Gutenberg),	m = 7.0, h = 60 km

For the lacking numbers no clear solution could be obtained.

Fig. 3 shows the strikes of the fault planes. They are either perpendicular to the gravity belt or parallel to it; the dips of the fault planes

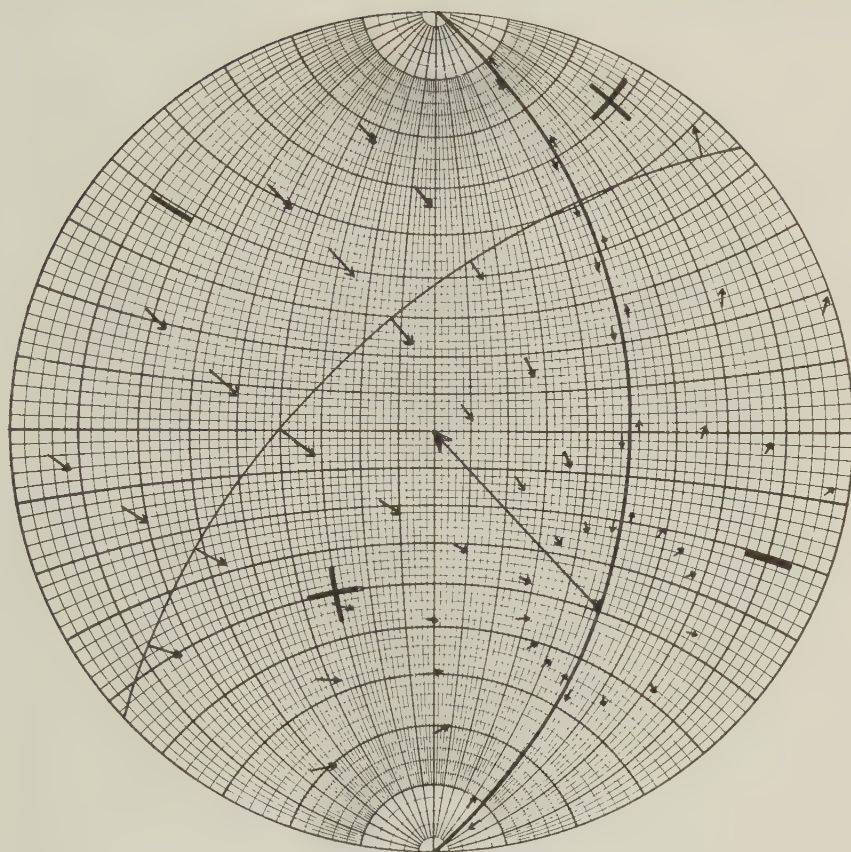


Fig. 1. – Repartition of compressions (+) and dilatations (—) of first P-movements and directions of first S-movements around the hypocentre of a hypothetical earthquake; the fault-plane is supposed north-south with a dip of 40° to east. The upper block moves upward and partly transcurrent according to the arrow. The movements on the lower half of a sphere around the hypocentre have been drawn. The thick circle represents the faultplane, the thin circle the auxiliary plane.

m = 7,3 1936, August 23d 21h 12m 13s h = 40 km

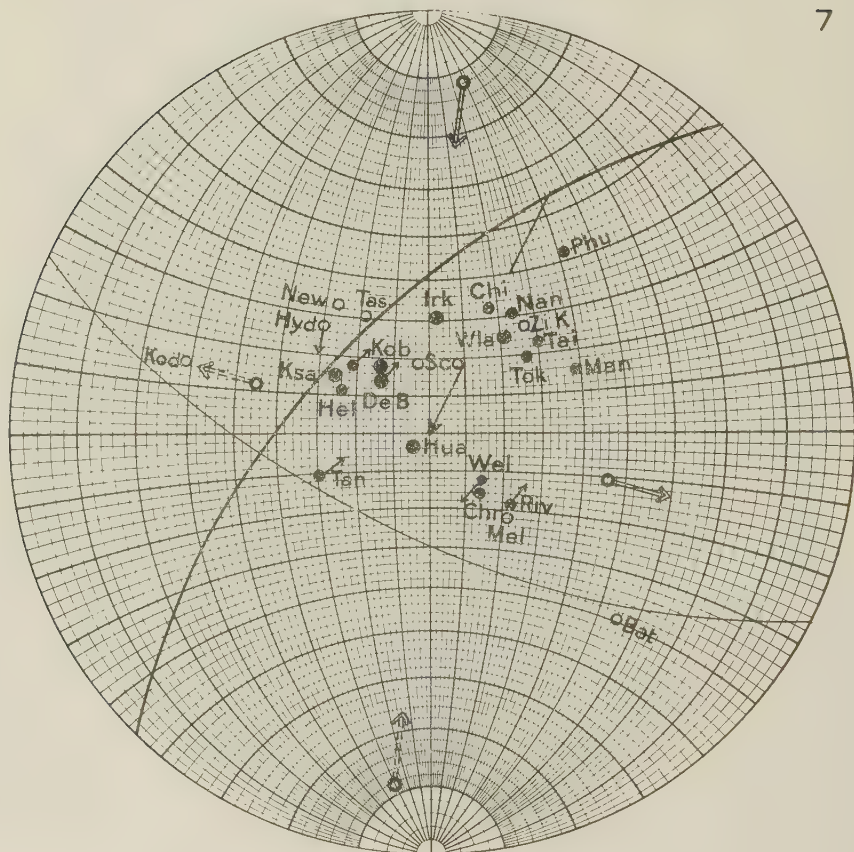


Fig. 2. – Fault-plane solution for one of the investigated earthquakes (number 7, off the north coast of Sumatra, see also figures 3 and 4). The fault-plane has the azimuth N 44° E, the dip is 60°. The fault movement is partly transcurrent with a dip of 30°. The open arrows are the greatest pressures and tensions which may have caused the earthquake. Pressures and tensions acting through the upper half sphere have been indicated by broken arrows.

are mostly large. The dips of the displacement-vectors are smaller than 45° in general, so the movements are largely horizontal. The displacements are in general perpendicular to the zone. The meaning of the figures and symbols will be clear when comparing those for earthquake number 7 with figure 2.

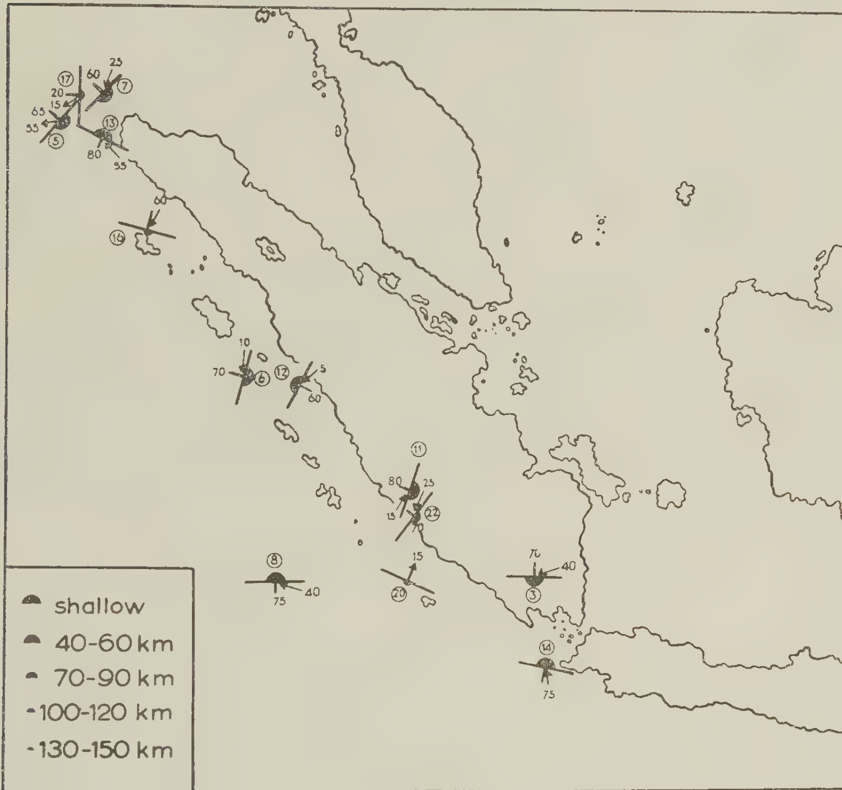


Fig. 3. – Fault-plane solutions for 13 earthquakes near the island of Sumatra. For each epicentre the strike of the fault-plane has been drawn and the direction of the displacement of the upper block; the figure in a circle is the number of the earthquake, the other figures are the dips of the fault-plane and of the displacement-vector.

Fig. 4 shows again the fault planes, but now the greatest principal stresses have been drawn and the tensions perpendicular to them. These figures show that many transcurrent faults, dextral as well as sinistral

in the sense used by Hodgson. The deeper earthquakes show more purely normal fault movements or thrust fault movements (*).

The conclusion is that there is some correlation between the belt of gravity and seismicity and the fault movements. There is some preference for horizontal pressures perpendicular to the zone but we do not find the simple transcurrent fault movements which might be expected after the mechanism supposed in the theory of Vening Meinesz.

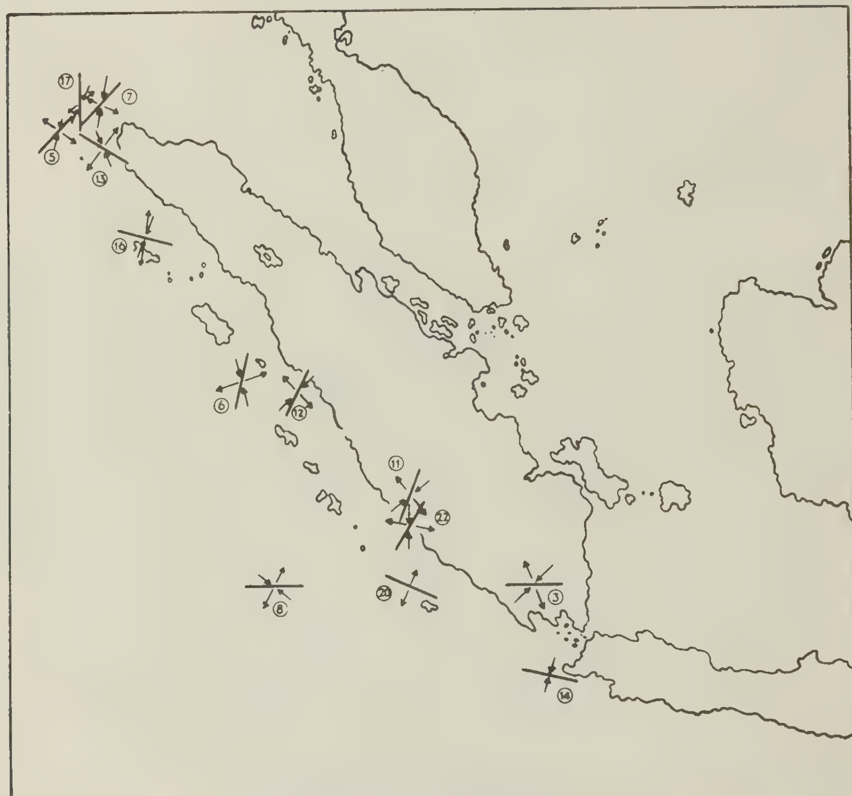


Fig. 4. – Fault-plane solutions for 13 earthquakes near the island of Sumatra. For each epicentre the strike of the fault-plane has been drawn. The arrows are the horizontal projections of the greatest principal pressures and tensions, which may have caused the earthquakes. The number of the earthquake is indicated.

(*) A full account of the investigation will appear as a publication of the Royal Netherlands Meteorological Institute.

ACKNOWLEDGEMENTS.

Data concerning these earthquakes were kindly furnished by the observatories of Kew, Vienna, Trieste, Cartuja, Zürich, Copenhagen, Ivigtut, Scoresby Sound, Uppsala, Helwan, Ksara, Tananarive, Hong Kong, Colombo, Hyderabad, Manila, Djakarta (Batavia), Medan, Malabar, La Paz, Pasadena, La Plata, Perth, Christchurch, Apia, Tashkent, Sverdlovsk, Adizjan, Vladivostok, Moskow, Tchimkent, Irkutsk, Tiflis, New Delhi (Agra), Poona, Kodaikanal, Melbourne, Huancayo, Riverview, Wellington, San Juan, Tucson, College, Chicago, Philadelphia, Bozeman, Honolulu, Ottawa, Brisbane, Bogota Tokyo, Sapporo, Fukuoka, Osaka, Sendai.

ABSTRACT

Fault plane mechanisms have been investigated for a number of shallow earthquakes near the isle of Sumatra, using first P- and S- movements. The strikes of the fault planes are in general either perpendicular to the seismic belt or parallel to it; the dips are mostly large. The displacements are in general perpendicular to the zone, the movements are predominantly of the transcurrent type.

RIASSUNTO

Sono stati investigati i meccanismi di frattura per un certo numero di terremoti a profondità normale, avvenuti presso l'isola di Sumatra, facendo uso delle fasi P ed S. Le direzioni dei piani di frattura sono in generale o perpendicolari alla fascia sismica o paralleli ad essa; le inclinazioni sono molto grandi. Gli spostamenti sono in generale perpendicolari alla zona, i movimenti sono prevalentemente associati a scorrimento.

REFERENCES

HEISKANEN, W. A. - VENING MEINESZ, F. A., *The Earth and its Gravity Field*, Mac Graw-Hill Co, New York, 1958.

VENING MEINESZ, F. A., *Bull. Geol. Soc. Amer.*, **65**, 143-164, (1954).

KEYLIS BOROK, V. I., UGGI, *Ass. Seism.* Ser A., **19**, 383, (1956).

RITSEMA, A. R., *Verhand*, No. 52, Meteor. and Geoph. Inst., Djakarta, 1957.

HODGSON, J. H., *Publ. Domin. Obs.* Ottawa, **18**, 6 and 9, (1956).

Direttore: Prof. ENRICO MEDI
Responsabile: Prof. PIETRO CALOI

Tipografia Pio X, Via degli Etruschi, 7-9 - Roma — 1-8-59

Über Erfahrungen mit Sprengungen zur Untersuchung der höheren Teile der Erdkruste in Deutschland

H. Closs (*)

Einleitung.

Über die ersten Versuche mit Steinbruchsprengungen ist in den Jahren 1929 bis 1931 berichtet worden, sie stammen aus der Zeit Wiechert's. Über spätere Beobachtungen berichtet Angenheister (1942), dann folgen

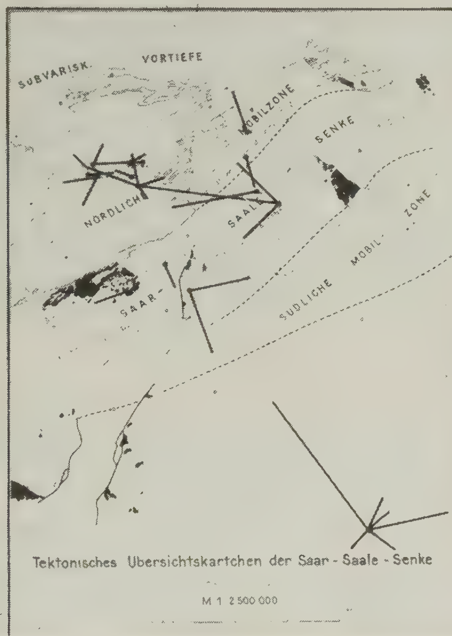


Abb. 1.

die bekannten Sprengungen Helgoland (1947) und Haslach (1948) und von da ab hat man sich bemüht wieder systematisch, Steinbruchsprengungen zu registrieren, nachdem bei den grossen Sprengungen

---

(*) Bündesanstalt für Bodenforschung, Hannover.

erkannt worden war, welche Möglichkeiten sich für die Untersuchung der Erdkruste dabei bieten. Steinbruchsprengungen wurden hauptsächlich von der geophysikalischen Abteilung des Amtes für Bodenforschung in Hannover beobachtet, aber auch vom Geophysikalischen Institut der Universität München. Bei einigen grösseren Untersuchungen, wie zum

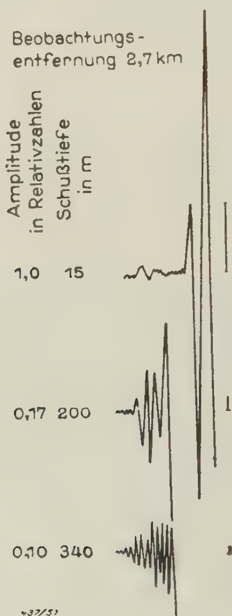


Abb. 2.

Beispiel bei der Beobachtung der Sprengung aus der Tiefbohrung Tölz, haben auch noch andere Institute mitgewirkt.

Abb. 1. zeigt die Schusspunkte und Linien, die vom Amt für Bodenforschung nach 1948 beobachtet worden sind. Auf den eingetragenen Linien ist häufig nicht nur einmal sondern mehrmals registriert worden.

Das Ziel war bei allen Beobachtungen eigentlich dasselbe, nämlich Bestimmung der Sedimentdicke, also die Erfassung der Grenze Basement/Sediment und nach Möglichkeit die Erfassung der Conrad-Diskontinuität (P^*). In letzter Zeit trat insbesondere im Alpenvorland der Wunsch hinzu, auch die Mohorovičić-Grenzfläche zu erfassen (Pn).

Über diese Untersuchungen sind bisher nur zwei Veröffentlichungen ([6,7]) erschienen, von denen eine sich mit dem Schiessen beschäftigt und eine andere einige Ergebnisse darzustellen versucht (v. z. MÜHLEN).

I. – Refraktionsseismik.

a) *Das Schiessen:*

Nicht selten hat man die Möglichkeit, in Erdöl- oder anderen Tiefbohrungen in grösseren Tiefen Ladungen hochbrisanten Sprengstoffs zur Explosion bringen zu können. Es interessierte uns, ob man dieses Verfahren für die genannten Zwecke ausnutzen kann, insbesondere in Flachlandgebieten, in denen es keine Steinbrüche gibt. Dabei hat sich aber

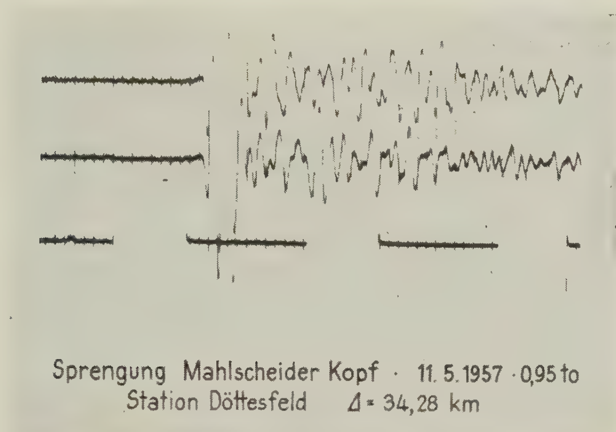


Abb. 3.

ergeben (6), dass mit zunehmender Tiefe des Abschusses der Ladung in den mit Spülung gefüllten Bohrlöchern der höher frequente Energieanteil zunimmt und die für die Registrierung wichtigen grossen Amplituden niedriger Frequenz entsprechend geschwächt werden. Es zeigt dies sehr deutlich die Abb. 2. Aus 2,7 km Entfernung wurde der gleiche Schuss registriert, der einmal in 15 m Tiefe in 200 m Tiefe und dann 340 m Tiefe zur Explosion gebracht wurde. Dabei ergaben sich für seismisch wichtige Frequenzen Amplitudenverhältnisse von 10 : 1. Für unsere Zwecke sind also oberflächennah angebrachte verdämmte Schüsse wegen der Frequenz- und Amplitudenverteilung vorzuziehen.

Bei Steinbruchsprengungen werden in neuerer Zeit sehr häufig grössere Sprengladungen abgetan, jedoch aufgeteilt auf eine grosse Zahl von Einzelladungen, die in Abständen von einigen Millisekunden hintereinander gezündet werden. Versuche mit solchen Schüssen haben die

Vermutung bestätigt, dass für Einsätze in der Refraktionsseismik faktisch nur die Grösse der Einzelladungen wirksam wird. Derartige Schüsse sind also für unsere Zwecke so gut wie unbrauchbar. Sehr gute Erfahrungen wurden dagegen mit sogenannten Kammersprengungen gemacht.

b) *Registriergeräte*:

An die Tradition des Göttinger Geophysikalischen Institutes anschliessend haben wir zunächst mit mechanischen Seismographen, wie sie

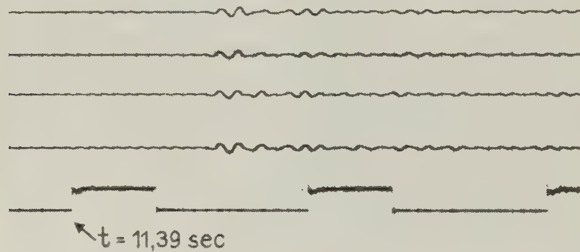


Abb. 4.

etwa in der Arbeit Schulze, Förtsch beschrieben sind, begonnen. Mit diesen Geräten ist man in der Regel auf die Registrierung in Gebäuden angewiesen und es fehlt ihnen die Flexibilität der elektrischen Geräte. So haben wir 1954 speziell für diese Art der Refraktionsseismik gebaute Geräte mit Verstärkern eingesetzt und haben seither auf diesem Gebiet Entwicklung betrieben. Wir werden in Bälde für diese seismischen Feldarbeiten keine mechanischen Seismographen mehr einsetzen. Bei unseren Verhältnissen müssen wir im allgemeinen damit rechnen, erst von 50 km Schusspunktentfernung ab Einsätze von der Conrad-Diskontinuität als erste Einsätze zu erhalten und erst in der Grössenordnung von mehr als 100 km Schusspunktabstand erste Einsätze von der Peridotitschicht. Mit mechanischen Pendeln können diese Entfernungen nu überbrückt werden bei relativ grossen Ladungen, die schon in der Grössenordnung von 10 to liegen müssen. Vielfach ist es möglich, spätere Einsätze auswerten zu

können, aber jeder, der sich damit schon beschäftigt hat, weiss, wie fragwürdig dies ist, wenn nur *eine* Aufzeichnungsspur vorliegt und die Stationen kilometergrosse Abstände haben. Durch Benutzung *mehrerer* Geophone ist es möglich, die Gleichphasigkeit als ein wesentliches Hilfsmittel, auch bei grösserer Bodenunruhe zu benutzen, um die Einsatzzeiten viel genauer zu ermitteln. Nur durch die Ausnutzung von Erfahrungen der seismischen Prospektion mit Reflexions- und Refraktionsseismik ist das Ziel zu erreichen, mit den häufig zur Verfügung stehenden kleineren Sprengungen von 1 oder 2 to Signale von tieferen Grenzflächen mit eini-

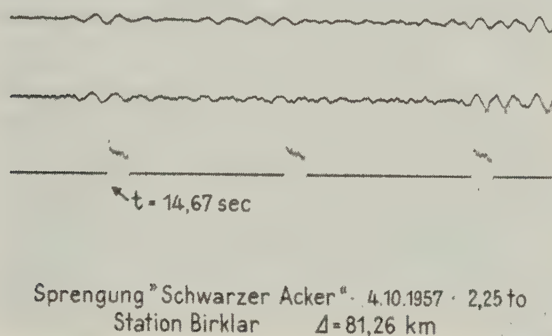


Abb. 5.

ger Sicherheit zu registrieren. Auch die russischen Arbeiten zeigen dies. Eine Gesamtverstärkung von etwa 1 Million wurde vielfach schon ausgenutzt. Nach dem jetzigen Stand unserer Erfahrung glauben wir, dass 4 Spuren pro Station ausreichend sind.

c) *Ergebnisse.*

Es ist ein langwieriges Vorhaben, für gesicherte Auswertungen Material mit Hilfe von Steinbruchsprengungen zu sammeln. Deshalb wurde darüber bisher auch noch sehr wenig veröffentlicht. Veröffentlichte und nicht veröffentlichte Arbeiten insbesondere von v. Zur Mühlen und Stein sind hier mitverwertet. Es haben sich in der letzten Zeit drei Schwerpunkte herausgebildet. einmal das Rheinische Schiefergebirge, der Raum zwischen Kassel und Frankfurt und das Alpenvorland.

Rheinisches Schiefergebirge, Raum um Kassel-Frankfurt

Abb. 3 zeigt das Seismogramm eines 0,95 to Schusses in 34 km Entfernung. Beim Betrachten nur einer der beiden Spuren möchte man mit Sicherheit an mehreren Stellen spätere Einsätze für möglich halten.

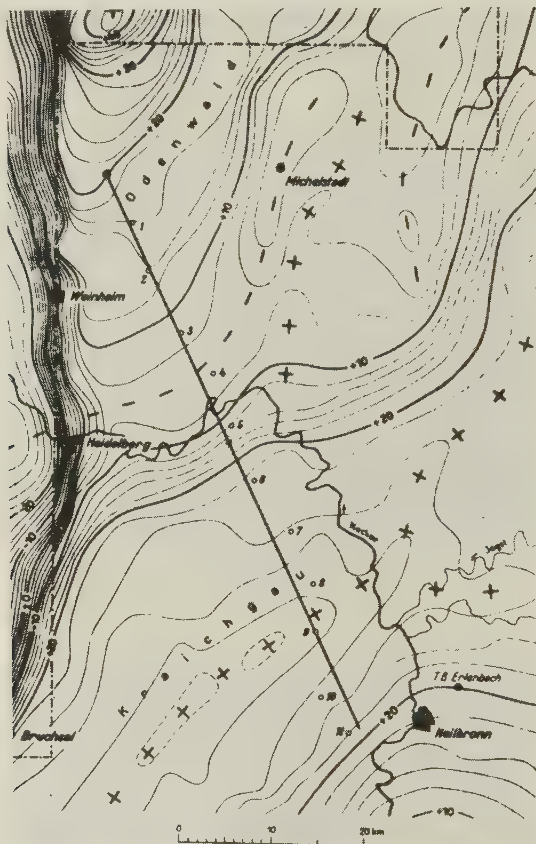


Abb. 6.

Der Vergleich der beiden Spuren zeigt jedoch dass man diese Möglichkeiten stark einschränken muss. Abb. 4 ist ein Seismogramm von einer Sprengung mit 1, 9 to beobachtet in 63 km Entfernung. Der Zeitpunkt des 1. Einsatzes ergibt sich völlig übereinstimmend in allen 4 Spuren. Auch spätere Einsätze sind trotz der geringen Amplituden noch gut zu erkennen. Abb. 5 stammt von einer Sprengung mit 2, 25 to und ist in

81 km Entfernung registriert. Hätte man nur die untere Spur, wäre man wohl im Zweifel über die genaue Zeit des ersten Einsatzes. Der Vergleich mit der oberen Spur behebt alle Unsicherheit. Zwei spätere Einsätze können mit Sicherheit festgelegt werden weil auch hier die beiden Spuren sich ergänzen.

Wir sind jetzt dabei, einige der Linien zu verlängern und insbesondere gegenzuschiessen unter Benutzung moderner Mehrkanal-Registriergeräte. Abratz Ähnliches gilt für den Raum zwischen Kassel und Frankfurt. Trotz Beobachtens von über 50 km langen Profilen ist es nur in seltenen und nicht ganz zweifelsfreien Fällen gelungen, die Conrad-Diskontinuität

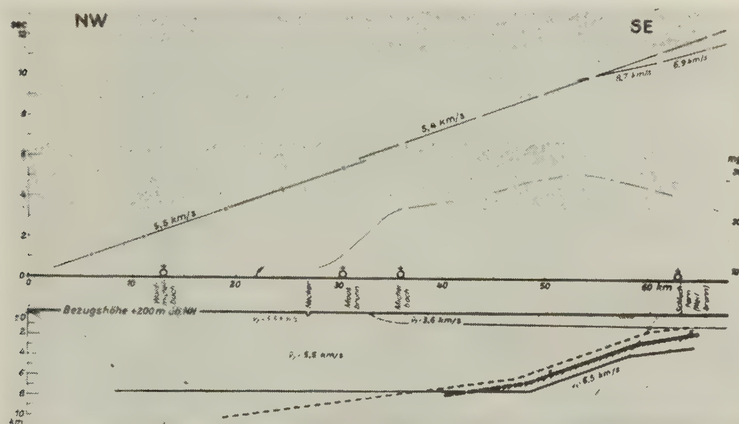


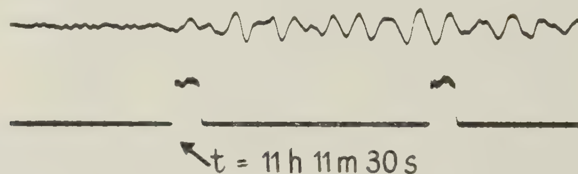
Abb. 7.

zu erreichen. Immerhin ist in diesen Gebieten damit nachgewiesen worden, dass es gravimetrische Anomalien erheblichen Ausmasses geben muss, deren Ursache in Tiefen grösser als 8 km liegen muss, also vermutlich im Bereich der Grenze Granitschicht/Gabbro.

Im Raume südlich Frankfurt gibt es eine grosse positive regionale gravimetrische Anomalie (*) (Abb. 6), deren geologische Deutung viel umstritten war. Mit einem über 60 km langen Profil wurde diese Anomalie überdeckt. Die ersten Einsätze zeigten (Abb. 7) das Auftreten einer für P* charakteristischen Geschwindigkeit, so dass angenommen werden darf, dass in diesem Raum eine Grenze «Granit»/«Gabbro» aus einer Tiefe von etwa 10 km aufsteigt auf rund 2 km. Beobachtungen vom Geophysikalischen Institut der Universität München östlich davon an derselben Struktur

(*) Siehe Kraichgrau in Abb. 6.

bestätigen die Hochlage von P^* (8). Mangels weiterer Untersuchungen ist es im Augenblick noch nicht möglich zu entscheiden, ob es sich um eine wirkliche Aufragung der Conrad-Schicht handelt oder um eine basische Einlagerung in $\overline{P}$. Dass es sich hierbei wirklich um eine gabbroide Unterlage handeln kann, machen die Schweremessungen plausibel, aber auch der Vergleich mit ähnlichen Untersuchungen in Norddeutschland, wo im Bereiche von Johannisburg in einem Gebiet, in welchem Geschwin-



Sprengung Eschenlohe · 15.2.1958 6 to
Station Mögglingen $\Delta = \sim 165$ km

Abb. 8.

digkeiten über 6 km/sec auftraten, in 1200 m Tiefe ein gabbroides Tiefengestein erbohrt worden ist. Bei Sprengungen nördlich von Hannover ergaben sich im Bereiche einer positiven magnetischen Anomalie Geschwindigkeiten über 6 km/sec und ebenso bei der Helgoland-Sprengung über einer positiven magnetischen Anomalie in Schleswig-Holstein nahe der dänischen Grenze (12, 13). In beiden Fällen wird aus der Kombination von Magnetik und Seismik ein gabbroider Gesteinskörper in etwa 5 km Tiefe angenommen, obwohl hier im Schwerefeld keine entsprechenden Anomalien auftreten.

Alpenvorland.

Südlich München liegt am Alpenrand ein Steinbruchbetrieb, der jährlich grössere Sprengungen vornimmt und von dem aus zu Isostasiefragen Material beigetragen werden kann dürch seismische Beobeichtung.

In der nach Bouguer reduzierten Schwerekarte des Alpenvorlandes (2) stellen wir zu den Alpen hin einen Schwereabfall von etwa 80 mgal fest. Es lag nahe, mit allen zu Gebote stehenden geophysikalischen und geologischen Informationen diesen Schwereabfall daraufhin zu prüfen, ob er zu einem erheblichen Teil auch von einer tiefen Wurzel der Alpen herrühren könne. Es zeigte sich, dass diese Frage nur dann beantwortet

werden kann, wenn das Verhalten nicht nur der Conrad-, sondern auch der Mohorovičić-Diskontinuität bekannt ist. Also begannen wir schon vor einigen Jahren ein Profil quer durch den voralpinen Trog nach Norden zu beobachten. Im Februar des Jahre 1958 wurde eine Doppel-

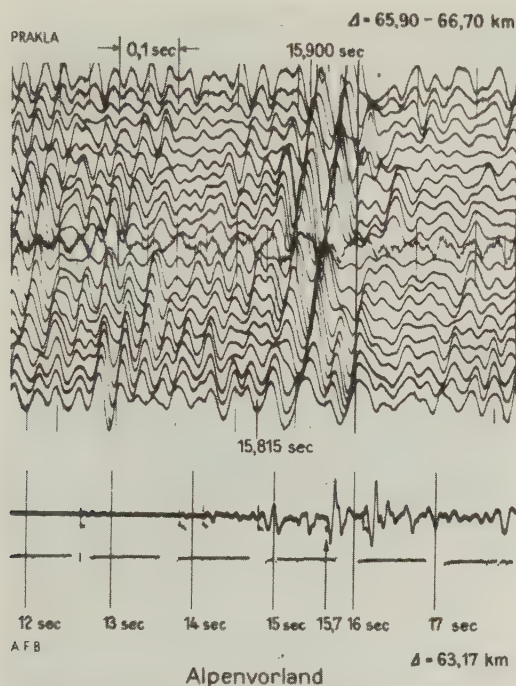


Abb. 9.

sprengung, eine mit 6 to und eine mit 12 to, beobachtet. 27 Stationen waren auf drei Profilen verteilt. Mitgewirkt haben dabei das Institute de Physique du Globe in Strassburg, die Geophysikalischen Institute von Hamburg, Göttingen, Clausthal, Stuttgart, München und die Geophysikalische Abteilung des Amtes für Bodenforschung, Hannover, wobei die letztgenannten beiden sich um die Organisation dieses Vorhabens bemüht haben. Sogar in der Tschechoslowakei ist von Kárnik, Prag, dieses künstliche Beben beobachtet worden. Die Auswertung der Beobachtungen ist noch nicht abgeschlossen. Abb. 8 ist das Ergebnis der Registrierung der 6 to-Sprengung in 165 km Entfernung. Eine bei früherer Gelegenheit in 65 km Entfernung aufgestellte 24-spurige normale Refraktionsapparatur der Prahla hat einen Einsatz bei 15 sec registriert (Abb.9). Der starke Ein-

satz in diesem Seismogramm kann als Reflexion von der Mohorovičić-Grenzfläche gewertet werden, wobei auch die auffallend starken Amplituden in dem grossen Reflexionswinkel nahe dem kritischen Winkel der Refraktion eine Erklärung finden könnten. Die relativ hochliegenden Geschwindigkeiten für alle Schichtgrenzen sind bei einer vorläufigen Auswertung

Abb. 10.

(Abb. 10) durch v.z. Mühlen als Einfallen nach Süden gewertet worden. Wird dieses Ergebnis, von dem wir hoffen, dass es bestätigt werden kann, mit dem Befund der Schweremessungen verglichen, dann ergibt sich, dass eine *tiefliegende* Alpenwurzel nicht vorhanden sein kann, dass sich der Schwereausgleich im Bereich der Alpen bis in Tiefen von etwa 10 km mehr oder weniger schon vollzogen haben sollte.

Wir sind uns darüber im klaren, dass dies erst noch durch weiteres Material bewiesen werden muss, das nür mit Hilfe der Sprengseismik erzielt werden kann.

II. Reflexionsseismik.

Die bisherigen Ergebnisse der Refraktionsseismik werden auf das schönste ergänzt durch reflexionsseismische Beobachtungen. Im Alpenvorland hat Dohr (3) Reflexionen von der Conrad- und Mohorovičić-

Discontinuität mehrfach beobachtet. Abb. 11 ist ein Diagramm, dessen Ordinate ein Mass für die Häufigkeit des Auftretens von Reflexionen ist, die Abszisse ist die Reflexionslaufzeit. Man erkennt zwei Maxima für

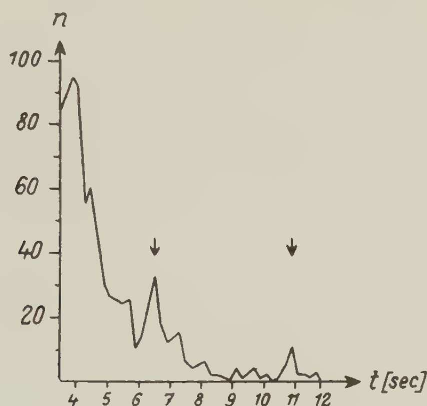


Abb. 11.

tiefe Grenzflächen. Seine Beobachtungen (siehe Tabelle Abb. 12) stimmen mit denen von Reich von Blaubeuren [9] bestens überein und ebenso mit Beobachtungen im Oberrheintal. Er leitet aus den Beobachtungen im

Reflexionszeiten und Tiefen für tiefe Grenzflächen
nach DOHR, REICH SCHULZ

	westl. Mainz (Nahe Senke)	Murnau (Alpenrand)	Blaubeuren (Jura)	nordöstl. Straßburg (Baden Oos)
Förtsch-Diskont.	4,0 sec d ~ 10 km	4,5 sec		
Conrad-Diskont.	5-5,6 sec d ~ 13-15 km	6,5 sec d ~ 15-18 km	7,1 sec d ~ 20 km	7,6 sec d ~ 17 km
Moho.-Diskont.		11 sec d ~ 30 km	9,2 sec d ~ 28 km	

Abb. 12.

Alpenvorland eine Tiefe der Conrad-Schicht von etwa 17 bis 18 km ab und eine Tiefe der Mohorovičić-Schicht von 30 bis 31. Vergleichen wir seine Angaben mit denen völlig unabhängig davon gewonnenen Daten

von v. z. Mühlen aus dem Refraktionsprofil der Sprengung Eschenlohe oder von Rothe u. Peterschmitt (10), so stellen wir gute Übereinstimmung fest.

Aus dem Bereich westlich Frankfurt haben wir von Schulz (11) Reflexionszeiten für die Conrad-Schicht von 5 bis 5, 6 sec. Sie liegt also hier höher als im Süden.

Bei der Bearbeitung der Ergebnisse der Haslach-Sprengung trennen Förtsch (4) und Rothé u. Peterschmitt (10) eine Granitschicht von einer Dioritschicht ab. Nur bei einigen Reflexionsaufnahmen haben sich bisher Anhaltspunkte für die Existenz dieser Grenzfläche gefunden.

Das vorliegende Material lässt bisher keinen Zweifel an der Mehrschichtigkeit des Aufbaues der obersten Erdkruste aufkommen. Es zeigt, dass für geologische Betrachtungen nicht unerhebliche Niveauverlagerungen der bekannten Unstetigkeitsflächen in Rechnung zu stellen sind. So ist das allgemeine Interesse in unserem Lande an diesen Fragen zurzeit sehr gross und mit Hilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft konnte ein grosses Programm, das sich über mehrere Jahre erstrecken wird, aufgestellt werden, im Verlaufe dessen weite Teile des Bundesgebietes untersucht werden sollen. Man hat eine Organisation geschaffen, die 9 Geophysikalische Institute umfasst, man hat Arbeitsgruppen gebildet für geologische Problemstellung, für geophysikalisch-geologische Auswertung, für instrumentelle Entwicklungen, für Feldeinsatz. Man hat in das gesamte Programm nicht nur die ausseralpinen Bereiche des Bundesgebietes eingeschlossen, sondern auch die Alpen selbst, wobei man allerdings daran denkt, die Alpensprengung oder eine Serie von Sprengungen in den Alpen als Schlusspunkt unter das gesamte Programm zu setzen.

Der Wert einer solchen Arbeit würde natürlich wesentlich gewinnen, wenn auch in den Nachbargebieten sich Kollegen oder Institutionen finden würden, welche sich diesem Arbeitsgebiet zuwenden. Flachliegende Probleme in der Erdkruste können örtlich gelöst werden, Probleme grösserer Tiefen greift man vorteilhaft in grösserem Raum an.

ABSTRACT

A brief review of the work carried out recently in Germany (West.) in order to ascertain, by means of refraction or reflection seismic surveys, the interface between sedimentary and basic strata, Conrad interface (P), and Mohorovičić interface (Pn). Explosive charges of quarry type, ranging from 1 to 10 tons were used for refraction and reflection seismic surveys. Alto the normal method of reflection seismic surveying was used to some extent. Observations were made at points up to 200 kilometers distant from the site of explosion. Explosions in special chambers are to be preferred to those carried out in deep wells. As regards recording, it was found that small electric refraction instruments with four channels and a strong aggregate amplification, are superior to portable mechanical seismographs. The article supplies a set of recordings made at various distances and with various charges, in the three different regions of Western Germany. These recordings are commented in a succinct manner. Furthermore, various examples are given to demonstrate the utility of seismic refraction surveys over long distances for the purposes of interpretation of gravimetric and magnetic anomalies of regional character. It has been possible also to count undulations over several kilometers of Conrad interface. The results obtained and combining of gravimetric observations with refraction seismic, over an extensive range of dephts in pre-Alpine regions, have permitted to draw a supposition that compensation of gravity effects take place in the Alps at scanty depths. The article is wound up with an account of the most important of the results of reflection seismic methods obtained in deep interfaces and recorded in technical-scientific literature.

RIASSUNTO

Si passano brevemente in rassegna i recenti lavori condotti nella Germania Occidentale, lo scopo dei quali era la determinazione, mediante rilevazioni sismiche a rifrazione o a riflessione, della discontuinità fra strati sedimentari e basamento, della discontuinità di Conrad (P) e di quella di Mohorovičić (Pn). Per le rilevazioni sismiche a rifrazione ed a riflessione sono state usate esplosioni di mine da cava con cariche di peso variante da 1 a 10 t; si è potuto anche applicare in parte il normale metodo sismico a riflessione. Le rilevazioni sono state realizzate fino a distanze di 200 km dai punti di esplosione. Le esplosioni in apposite camere di scoppio sono da

preferirsi a quelle che si fanno avvenire in pozzi profondi. Per quanto riguarda la registrazione, i piccoli strumenti elettrici a rifrazione con 4 canali e con una forte amplificazione complessiva sono risultati superiori ai sismografi meccanici portatili. Nell'articolo si presenta una serie di registrazioni realizzate, con varie distanze di osservazione e con cariche differenti, in tre diverse regioni della Germania Occidentale. Tali registrazioni vengono brevemente discusse. Si dimostra inoltre, con vari esempi, l'utiltài delle rilevazioni sismiche a rifrazione su grandi distanze per l'interpretazione delle anomalie gravimetriche e magnetiche a carattere regionale. Fra l'altro è stato possibile tener conto di oscillazioni provenienti dalla superficie di Conrad. Dai risultati ottenuti combinando le misure gravimetriche con quelle sismiche a rifrazione, realizzate entro una vasta gamma di profondità nelle regioni prealpine, si trae la supposizione di un effetto di compensazione della gravità delle Alpi in zone di scarsa profondità. Infine si sono raccolti e riassunti dalla bibliografia tecnico-scientifica i più importanti risultati dei metodi sismici a riflessione in relazione alle interfacce profonde.

LITERATURVERZEICHNIS

(1) ANGENHEISTER, G., *Ausbreitung der Bodenschwingungen bei grossen Sprengungen und oberflächennahem Erdstoss.* Göttingen'sche Gelehrten Anz. », 206, Göttingen 1942.

(2) CLOSS, H. - HAHN, A., *Bemerkungen zur Karte der Schwerestöungen des deutschen Alpenvorlandes.* « Geol. Jb. », **72**, 503-528, (Hannover 1957).

(3) DOHR, G., *Zur reflexionsseismischen Erfassung sehr tiefer Unstetigkeitflächen.* « Erdöl und Kohle », 10, H. 5, S. 278-281, (Hamburg 1957).

(4) FÖRTSCH, O., *Analyse der seismischen Registrierungen der Grossprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948.* « Geol. Jb. », **66**, 65-80, (Hannover 1952).

(5) GRINDA, L., *Ondes de Pression Sous-Marines et Enregistrements Séismographiques.* « Bull. de L' Institut Océanographique », **1104**, (Monaco 1957).

(6) V. Z. MÜHLEN, W., *Über die seismische Wirkung tief verdämmter Sprengladungen.* « Geol. Jb. », 66, 425-432, (Hannover 1952).

(7) — *Ergebnisse der « Steinbruch-Seismik » im Siegerland, Kraichgau und in Hessen/Unterfranken.* « Geol. Jb. », 71, S. 569-594, Hannover (1956).

(8) REICH, H., *Seismische Beobachtungen bei grossen Steinbruchsprengungen und deren geologische Ergebnisse.* « Z. deutsch. geol. Ges. », **104**, 174, (Hannover 1952).

(9) — *Über seismische Beobachtungen der PRAKLA von Reflexionen aus grossen Tiefen bei den grossen Steinbruch-Sprengungen in Blaubeuren am 4. März und am 10. Mai 1952.* « Geol. Jahrb. », **68**, 225-240, (Hannover 1954).

(10) ROTHÉ, J. P. - PETERSCHNITT, E., *Étude Séismique des explosions d'Haslach.* « Ann. de l'Inst. de Physique du Globe », Univ. Strasbourg N. Ser. **5** Part 3 Géoph. 13-38, (Strasbourg 1950).

(11) SCHULZ, G., *Reflexionew aus dem kristallinen Untergrund im Gebiet des Pfälzer Berglandes.* « Zschr. f. Geophysik », **23**, H 5, 225-235, (Würzburg 1957).

(12) SCHULZE, G. A., *Seismische Auswertung der Sprengung Helgoland.* « Erdöl u. Tektonik in Nordwestdeutschland, Amt für Bodenforschung », 282-285, (Hannover-Celle, 1949).

(13) — FÖRTSCH, O., *Die seismischen Beobachtungen bei der Sprengung auf Helgoland am 18. April 1947 zur Erforschung des tieferen Untergrundes.* « Geol. Jb. », **64**, S. 204-242, (Hannover/Celle 1950).

(14) WIECHERT, E., *Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen.* « Z. Geophysik », **5**, 159-162, (Braundschweig 1929).

(15) WOLFF, W., *Geophysikalische Beiträge zur Erforschung des tieferen Untergrundes des Rheinischen Gebirges.* « Geol. Rundschau », **45**, H. 1, 186-196, (1957).

Un'osservazione sull'andamento annuo dei valori orari di grandezze geofisiche a controllo solare

P. DOMINICI

1. Esiste una abbastanza vasta categoria di grandezze geofisiche il cui valore dipende, in maniera più o meno diretta, anche dall'altezza del Sole sull'orizzonte (grandezze a controllo solare), e che cioè possono essere rappresentate da una funzione del tipo:

$$y = f(\ldots, x_i, \ldots, \chi), \qquad [1]$$

essendo χ la distanza zenitale del Sole e le x_i altre variabili, diverse da χ. Poichè χ è legata all'angolo orario ω del Sole dalla ben nota relazione:

$$\cos \chi = \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega, \qquad [2]$$

dove φ è la latitudine del luogo d'osservazione e δ è la declinazione solare, la y può riguardarsi come funzione delle x_i, di φ, δ e ω:

$$y = f^* (\ldots, x_i, \ldots, \chi, \delta, \omega). \qquad [3]$$

Se le rilevazioni di y fossero effettuate sistematicamente con un programma orario riferito a ω, cioè al tempo solare vero, l'andamento nel corso dell'anno del valore $\overline{y}$ relativo al valore particolare $\overline{\omega}$ di ω risulterebbe descritto da una funzione del tipo:

$$\overline{y} = f^* (\ldots, x_i, \ldots, \varphi, \delta, \overline{\omega}), \qquad [4]$$

nella quale, posto che il luogo d'osservazione rimanga sempre il medesimo, comparirebbero come variabili indipendenti solo le x_i e δ.

Se invece, come si fa abitualmente, il programma delle rilevazioni di y viene stabilito con riferimento al tempo civile della stazione d'osservazione P, tale andamento assume la forma:

$$\overline{\overline{y}} = f^* (\ldots, x_i, \ldots, \varphi, \delta, [\overline{\omega} + \omega_{12}]), \qquad [5]$$

nella quale compare una nuova variabile, l'angolo orario ω_{12} del Sole al mezzogiorno civile di P, che misura la differenza tra il tempo solare vero e il tempo civile in P.

Com'è noto, è

$$\omega_{12} = \varepsilon + \Lambda, \qquad [6]$$

dove ε, che gli astronomi chiamano *equazione del tempo*, è la differenza, variabile nel corso dell'anno, tra il tempo solare vero e il tempo solare medio e Λ è la longitudinale di P rispetto al meridiano centrale del fuso orario al quale P appartiene, positiva o negativa secondo che P si trovi a Est oppure a Ovest di tale meridiano. Naturalmente l'andamento nel corso dell'anno di ω_{12} ripete, a meno della costante addittiva Λ, quello di ε (v. fig. 1).

La [5] può essere scritta, in forma puramente simbolica, come segue:

$$\overline{\overline{y}} = \overline{y}\, F\,(\omega_{12}). \qquad [7]$$

L'andamento annuo dei valori orari della $\overline{y}$ rilevati in P, $\overline{\overline{y}}$, differisce pertanto da quello, $\overline{y}$, peculiare della y medesima per una grandezza, $F(\omega_{12})$, che, dipendendo dalla scelta del riferimento temporale, è di natura puramente convenzionale.

Nel presente lavoro ci proponiamo di discutere, in via del tutto indicativa, l'entità dell'errore, o, se si preferisce, della « distorsione di forma », introdotto dalla funzione $F(\omega_{12})$, precedentemente definita, nell'andamento annuo dei valori orari di una grandezza del tipo [1]: precisamente, sull'andamento annuo dei valori meridiani di densità elettronica massima in uno strato ionosferico.

2. Consideriamo uno strato ionosferico nel quale l'equilibrio elettronico sia governato da un'equazione della forma seguente:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q_0 \cos \chi - \beta N\,, \qquad [8]$$

dove N è il numero di elettroni liberi per cm^3, q_0 il numero di elettroni liberi prodotti per cm^3 e per secondo nello strato allorchè il Sole culmina allo zenit (cioè allorquando è $\omega = 0$) e β una quantità, fisicamente interpretabile come coefficiente di attaccamento tra elettroni liberi e molecole circostanti, che supporremo costante. Osserviamo incidentalmente che la [8] può assumersi, almeno in prima approssimazione, a rappresentare le condizioni esistenti nella regione F2 della ionosfera.

Poniamo:

$$N\,(t) = N_0\, \nu\,(t)\,, \qquad [9]$$

dove N_0 è il valore di N per $\chi = 0$. Risulta poi conveniente, in virtù della [2], passare dalla variabile t, in secondi, alla variabile ω, in radianti (I), sicchè scriveremo la [8] nella forma:

$$\frac{\partial y}{\partial \omega} = \frac{a\, q_0}{N_0}\,(A + B \cos \omega) - a\, \beta\, \nu \qquad [10]$$

$$\begin{cases} a = 86'400/2\,\pi = 1{,}37\; 10^4 \\ A = \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta \\ B = \cos \varphi \cos \delta\,. \end{cases} \qquad [10']$$

A norma della [9] la funzione adimensionata $\nu\,(\omega)$ deve quindi soddisfare la condizione:

$$\begin{cases} \nu\,(_0) = 1 \\ A + B = 1\,. \end{cases} \qquad [10'']$$

Posto:

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial \omega}\right)_{\chi\,=\,0} = C\,, \qquad [11]$$

è:

$$C = \frac{a\, q_0}{N_0} - a\, \beta\,, \qquad [12]$$

e la [10] diviene:

$$\frac{\partial \nu}{\partial \omega} = (a\, \beta + C)\,(A + B \cos \omega) - a\, \beta\, \nu\,. \qquad [13]$$

Riguardando la ν come funzione della sola variabile ω, la soluzione generale della [13] risulta la seguente:

$$\begin{cases} \nu\,(\omega) = (a\,\beta + C)\, A + (a\,\beta + C)\, \dfrac{B}{1 + a^2 \beta^2}\,(\operatorname{sen} \omega + a\,\beta \cos \omega) + \gamma \exp[-a\,\beta\,\omega] \\ \gamma = \text{costante}\,. \end{cases} \qquad [14]$$

Assumiamo, per semplicità, $a\,\beta = 1$: ciò equivale ad assumere per β il valore $7{,}3 \cdot 10^{-5}$, valore del resto fisicamente verosimile. Con tale posizione, la soluzione particolare della [13] che soddisfa la [10''] è la seguente:

$$\nu\,(\omega) = (1 + C)\, A + \frac{(1 + C)\, B}{2}\,(\operatorname{sen} \omega + \cos \omega) + \\ + \frac{1 - C - (1 + C)\, A}{2} \exp\,[-\omega]. \qquad [15]$$

L'andamento annuo dei valori di ν relativi all'istante del passaggio del Sole al meridiano della stazione d'osservazione P, cioè per $\omega = 0$, è espresso dalla funzione:

$$\nu\,(^0) = \frac{(1 + C)\,(A + B) + 1 - C}{2}\;, \qquad [16]$$

che è del tipo [4].

L'andamento annuo dei valori di ν al mezzogiorno civile di P è invece rappresentato dalla funzione:

$$\begin{aligned} \nu(\omega_{12}) \;&=\; (1 + C)\,A + \frac{(1 + C)\,B}{2}\,(\operatorname{sen}\omega_{12} + \cos\omega_{12}) + \\ &+ \frac{1 - C - (1 + C)\,A}{2}\,\exp\,[-\,\omega_{12}]\,, \end{aligned} \qquad [17]$$

che è del tipo [5].

Come appare dalla fig. 1, ε è sempre abbastanza piccolo, non superando, in valore assoluto, 0,07 radianti; A, da parte sua, non supera,

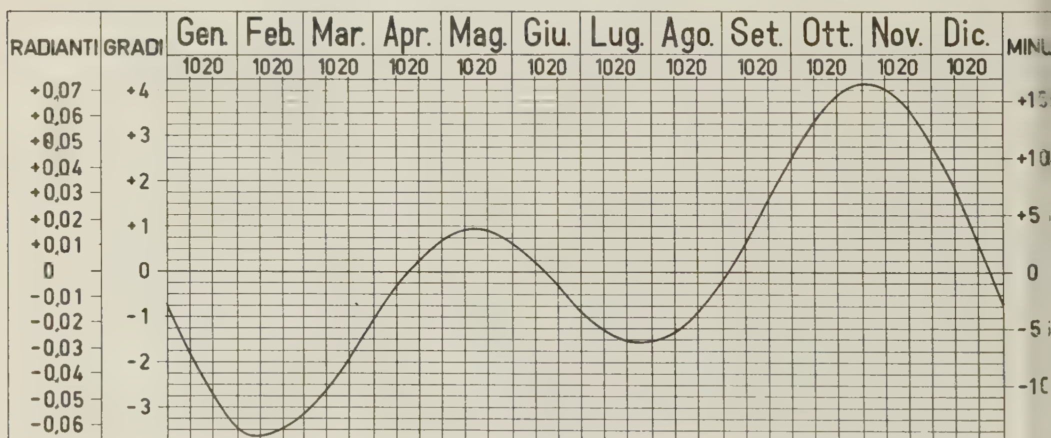


Fig. 1 – Andamento nel corso dell'anno dell'equazione del tempo.

in valore assoluto, 7°30′, pari a circa 0,13 radianti. Complessivamente (II) ω_{12} si mantiene, in valore assoluto, tanto piccolo da potersi scrivere, con buona approssimazione:

$$\left\{ \begin{aligned} \operatorname{sen}\omega_{12} + \cos\omega_{12} \;&\cong\; 1 + \omega_{12} - \frac{\omega_{12}^{\,2}}{2} \\ \exp\,[-\,\omega_{12}] \;&\cong\; 1 - \omega_{12} + \frac{\omega_{12}^{\,2}}{2} \end{aligned} \right. \qquad [18]$$

sicchè la [17] può scriversi:

$$\nu(\omega_{12}) = \frac{(1+C)(A+B)+1-C}{2} + \left(\omega_{12} - \frac{\omega_{12}^2}{2}\right) \frac{(1+C)(A+B)-1+C}{2} . \qquad [19]$$

Confrontando le [16] e [19] si ha infine:

$$\frac{\nu(\omega_{12})}{\nu(_0)} = 1 + \left(\omega_{12} - \frac{\omega_{12}^2}{2}\right) \frac{(1+C)(A+B)-1+C}{(1+C)(A+B)+1-C} . \qquad [20]$$

Se:

$$|C| \ll 1 \qquad [21]$$

l'errore percentuale $\Delta\nu$ introdotto da ω_{12} nei valori $\nu(o)$ vale:

$$\Delta\nu = 100\left(\omega_{12} - \frac{\omega_{12}^2}{2}\right) \frac{A+B-1}{A+B+1} . \qquad [22]$$

Se invece non vale la condizione [21], in luogo della [22] dovremo considerare la seguente relazione:

$$\Delta\nu^* = \Delta\nu + 100\left(\omega_{12} - \frac{\omega_{12}^2}{2}\right) C . \qquad [22']$$

Nella fig. 2 è riportato l'andamento della quantità $\Delta\nu$ tra le latitudini 67°30′ S e 67°30′ N per stazioni al centro del proprio fuso orario ($\Lambda = 0$) e al limite Est ($\Lambda = 7°30'$) e Ovest ($\Lambda = -7°30'$) del fuso stesso, il 15 di ogni mese.

Indichiamo con $f_{0,0}$ la frequenza critica che si misurerebbe in una data stazione al mezzogiorno solare, con $f_{0,12}$ quella che si deduce dagli ionogrammi registrati al mezzogiorno civile. Ricordando che è:

$$N = 1{,}24\ 10^{-8} f_0^2 , \qquad [23]$$

si ha dalla [20]:

$$\frac{f_{0,12}}{f_{0,0}} = \left(1 + \frac{\Delta\nu}{100}\right)^{1/2}, \qquad [24]$$

ovvero, per la relativa piccolezza del termine $\frac{\Delta\nu}{100}$:

$$\frac{f_{0,12}}{f_{0,0}} \cong 1 + \frac{\Delta\nu}{50} . \qquad [25]$$

Poichè si deve ritenere che, in generale, le frequenze critiche ionosferiche siano misurate con una precisione non inferiore a ± 1%, l'effetto qui considerato non può a rigore essere trascurato appena $\Delta\nu$ superi il va-

lore ± 2, il che, come si vede dalla fig. 2, accade frequentemente alle medie e alte latitudini per stazioni in posizione eccentrica nel proprio fuso orario.

Nella fig. 3 è riportato l'andamento di $\nu\ (\omega_{12})$ relativo a due stazioni a latitudine 45° N, geograficamente assai vicine ma appartenenti a due fusi orari diversi: una di tali stazioni (curva *a* in fig. 3) risulta pertanto

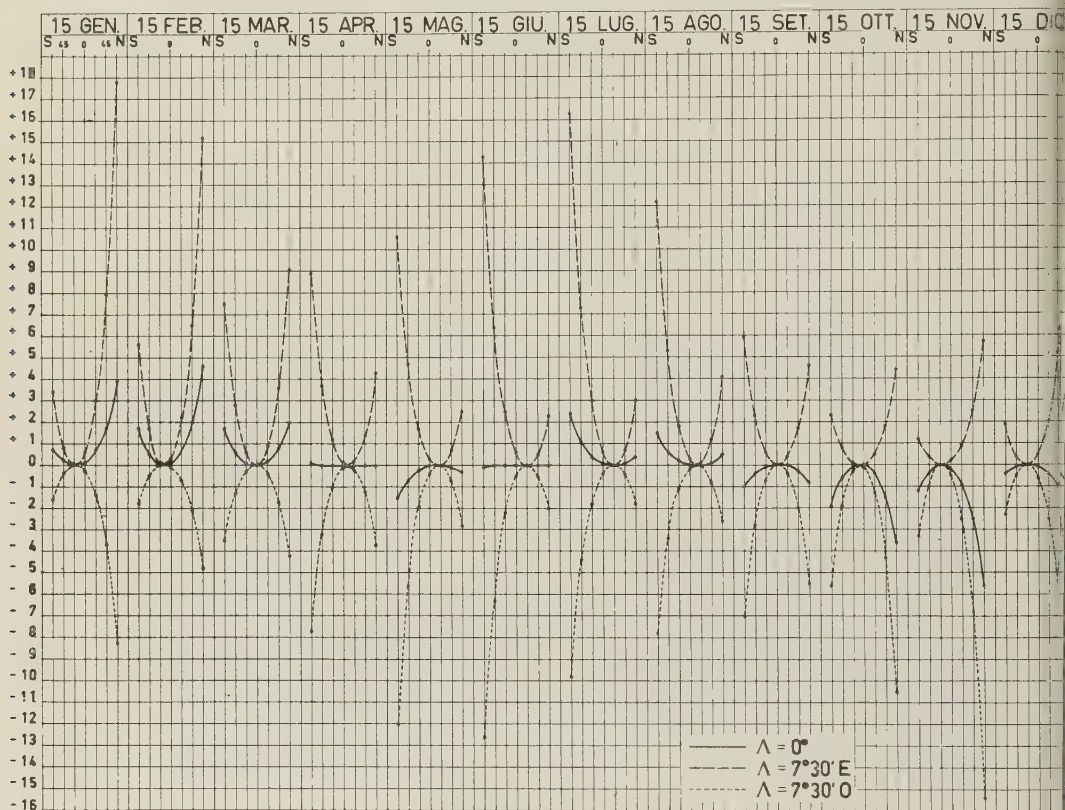


Fig. 2

tutta spostata a Est, l'altra (curva *b* in fig. 3) tutta spostata a Ovest nel proprio fuso orario. Nella stessa fig. 3 la curva *c* rappresenta la differenza percentuale $\Delta f_{0,12}$ delle frequenze critiche $f_{0,12}$ misurate nella prima stazione rispetto a quelle misurate nella seconda: osserviamo che tale differenza sarebbe, naturalmente, nulla se le due stazioni operassero con lo stesso programma orario. La curva tratteggiata, intermedia tra le

curve *a* e *b*, indica l'andamento della quantità $\nu(_0)$ per le due stazioni considerate.

3. Le conclusioni alle quali siamo giunti nella discussione testè conclusa su un caso molto particolare portano a ritenere che, in generale, debba porsi attenzione all'effetto qui considerato ogniqualvolta si debbano considerare andamenti annui di grandezze geofisiche a controllo

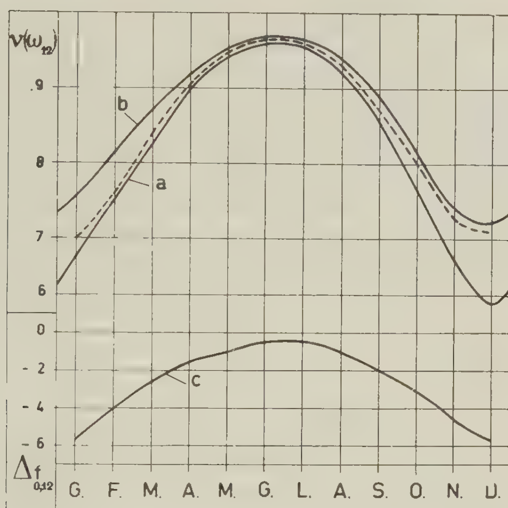


Fig. 3

solare i cui valori orari siano riferiti al tempo civile delle stazioni d'osservazione o al tempo universale. Spetta naturalmente allo sperimentatore, sulla base della natura della grandezza investigata e della precisione intrinseca dei dati d'osservazione, decidere sull'opportunità o meno di introdurre un'opportuna correzione sui dati rilevati.

La questione ci sembra tuttavia che abbia non trascurabile importanza per le grandezze ionosferiche, per le quali il controllo solare è molto stretto; particolarmente sensibili all'effetto considerato dovrebbero essere le frequenze critiche della regione F2, che, com'è noto, presentano variazioni orarie molto cospicue.

APPENDICE

(I) Il legame tra t e ω è espresso dalla seguente relazione:

$$\begin{cases} t = \dfrac{86'400}{2\pi}(\omega + \pi) + k\,86'400 \\ k = \text{intero}\,, \end{cases}$$

ovvero, detto t_0 il valore di t alla mezzanotte di un qualunque giorno, dal grafico di fig. 4. Operare il cambiamento di variabile indicato significa pertanto sostituire a una variabile non periodica, t, una variabile, ω, periodica di periodo un giorno; poichè il legame tra t e ω è lineare, si vengono a introdurre solo costanti moltiplicative nelle espressioni differenziali in cui si opera il cambiamento di variabile. Ciò posto, ricorderemo che la funzione $N(t)$ che compare nella [8] (e nelle equazioni similari che possono scriversi considerando diversi e più complessi meccanismi di equilibrio elettronico nella ionosfera) è una funzione pseudoperiodica, di pseudoperiodo un giorno: la $N(t)$ si ripete infatti, a meno di trascurabili differenze, in giorni successivi ma, naturalmente non si conserva inalterata nel corso di un intero anno. Dato che la variabile t non è periodica, per rispecchiare tale realtà fisica si impone usualmente alla soluzione generale della [8] di essere periodica di periodo un giorno: il che, come ben si comprende, non è rigorosamente esatto. Operando il cambiamento di variabile sopra indicato, la pseudoperiodicità della funzione rimane soddisfatta per la natura stessa della nuova variabile, e l'unica condizione postulabile per la funzione, cioè il soddisfacimento di una conveniente condizione iniziale, rimane di natura puramente analitica.

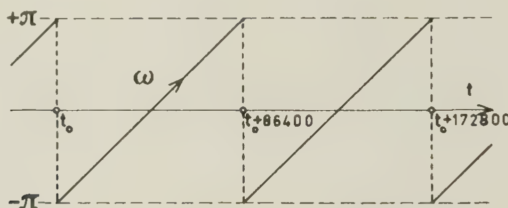


Fig. 4

(II) Ricordiamo che, per convenzione (*), uno ionogramma s'intende rilevato nell'istante in cui la frequenza della ionosonda è di 3 MHz. Detto τ l'intervallo di tempo impiegato dalla ionosonda per passare da 3 MHz a $8 \div 15$ MHz, valori propri delle più alte fra le frequenze critiche ionosferiche, la [6] andrebbe a rigore modificata come segue:

$$\omega_{12} = \varepsilon + \Lambda + \tau ,$$

nella quale espressione τ s'intende naturalmente misurato nella stessa unità nella quale sono misurati ε e Λ. La quantità τ può ritenersi del tutto trascurabile per le ionosonde « veloci », che impiegano da 7 secondi a 2 minuti per esplorare l'usuale campo di frequenza da 1 a 20 MHz; può invece giungere a valori notevoli nelle ionosonde « lente », nelle quali la durata di rilevazione dello ionogramma va da 4 a 10 minuti. Comunque, dato che le ionosonde attualmente in uso rilevano gli ionogrammi per valori crescenti di frequenza, τ, quando non è trascuravile, è una quantità sempre negativa.

RIASSUNTO

Esiste la possibilità che l'andamento dei valori orari di grandezze geofisiche a controllo solare (che dipendano cioè anche dalla distanza zenitale χ del Sole) possa essere alterato dal fatto che i valori di tali grandezze siano rilevati con un programma riferito al tempo civile della stazione d'osservazione anzichè al tempo solare vero. A titolo indicativo viene calcolata l'entità di tale « distorsione di forma » in un caso particolare, quello dei valori meridiani di densità elettronica massima N di uno strato iono-

---

(*) IGY Instruction Manual, vol. III, part. I (Ionospheric Vertical Soundings), pag. 157.

Sounding Schedules

. . . .

3. *Timing.* The reference time for ionospheric sounders is that of the zero meridian (UT), altough local standard meridian time, differing from zero meridian time by an integral number of hours, is more convenient and should be used in all reports. . . . . The nominal time of a sounding is defined as the time when the ionosonde records the standard frequency 3 Mc. The nominal and schedule time of sounding should be equal within 0.5 min.

sferico nel quale l'equilibrio elettronico sia governato da un'equazione del tipo: $\frac{\partial N}{\partial t} = f(\chi) - \beta N$. *Le conclusioni alle quali si perviene in questo caso particolare portano a ritenere che, in generale, si debba porre attenzione a tale effetto, massimamente per stazioni a media e alta latitudine in posizione eccentrica nel proprio fuso orario.*

ABSTRACT

There is a possibility that behaviour of hourly values of geophysical data depending from the zenith distance χ *of the Sun may be altered by the fact that these values are computed with reference to the civil time of the observing station and not to the solar time. For the sake of an example, the amount of such "distortion of form", has been calculated for the particular case of the meridian values of the maximum electron density* N *of a ionospheric layer in which the electronic balance, is given by an equation of the following type:* $\frac{\partial N}{\partial t} = f(\chi) - \beta N$. *The results obtained in this particular case allow us to think that this effecte must be, generally, into consideration, expecially for medium - and high-latitude stations whose position in their respective time zones is eccentric.*

On seismic investigations of the deep crustal structure according to the International Geophysical Year plan (*)

E. I. Galperin – I. P. Kosminskaya

The plan of the work of the USSR scientific institutions on the investigation of the crustal structure during the International Geophysical Year (IGY) comprises a study of the deep crustal structure in the transition zone between the Asian continent and the Pacific ocean in the region of the Okhotsk sea, the Kurile-Kamchatka arc and the adjoining parts of the Pacific ocean [1,2].

Since the Soviet Union did not carry out such work before, the Institute of the Physics of the Earth in collaboration with a number of other geophysical institutions (**) began preparatory investigations for the IGY. The purpose of these investigations is the working out of special instruments and methods of observation ensuring the conduction of the deep seismic sounding work at sea (***).

The new methods should be based on the experience of the land deep seismic sounding being carried out in the USSR beginning with 1949 [3-10] as well as on the experience of foreign investigations for the study of the oceanic crustal structure [12-15].

The first experiments for the development of the deep seismic sounding at sea were made in 1956 at the Caspian sea.

When developing the methods and instruments mainly the use of deep refracted head waves was born in mind since the problem of

---

(*) Presented at the Utrecht Assembly of ESC, 1958.

(**) Including the Institute of the Oceanology, Academy of Sciences, USSR; the All-Union Research Institute of Geophysics; the Azerbaijan Oil Research Institute.

(***) By the method of the deep seismic sounding Gamburtzev, G. A. [3], its author meant the study of the crustal structure by seismic methods using as in seismic prospecting special observation system ensuring the application of correlation principles for recognizing, tracing, and identifying seismic waves.

the application of reflected waves for systematic study of the deep crustal structure is still in the process of experiments.

During this work special instruments were elaborated for recording deep seismic waves at distances up to 200-250 km from the point of shots of small power (about 100 kg of explosives).

The characteristic features of the of instruments for the deep seismic sounding at sea distinguishing them from the instruments for land investigations ([15]) are the application as receivers of seismic disturbances, of pressure transducers — hydrophones and special devices for recording high-frequency sound waves.

The methods of observation at sea by means of the DSS are different from those used for land investigations ([3, 11]). The difference consists in the use of moving shot points and the one-point system of recording at sea instead of fixed shot points and many-point recording at the continuous or interval-continuous profiles at land. The more wide application of the correlation systems of observation including area surveys and the combining of sea observations with those at land distinguishes the developed methods from the English and American methods of sea seismic sounding investigation.

The peculiarity of the interpretation technique of sea DSS materials is the application of correlation principles for recognizing and tracing of groups of waves when analysing one-point seismograms ([16]) as is done in analysing many-point seismograms obtained from continuous and interval-continuous profiles with fixed shot points ([6]) and a wider application of various analysis methods of seismograms which are developed in seismic prospecting by the correlation refraction method ([17-18]).

Crustal structure of the central part of the Caspian sea.

The development of DSS technique at sea was accompanied by the work for solving the geophysical problem of studying the crustal structure of the Central Caspian sea ([1]).

This region is of interest from the geological point of view. Here large structures of essentially different geological history, one — of the Epi-Hercynian Turkmen platform, the other-of the Caucasian folding ([20]), come in close contact with each other.

The profiles of DSS cross the Caspian sea and form a kind of net ensuring sufficiently detailed seismic observations. On records obtained in the Central Caspian sea three main groups of deep waves (fig. 1) are distinguished which correspond to discontinuities at different depths.

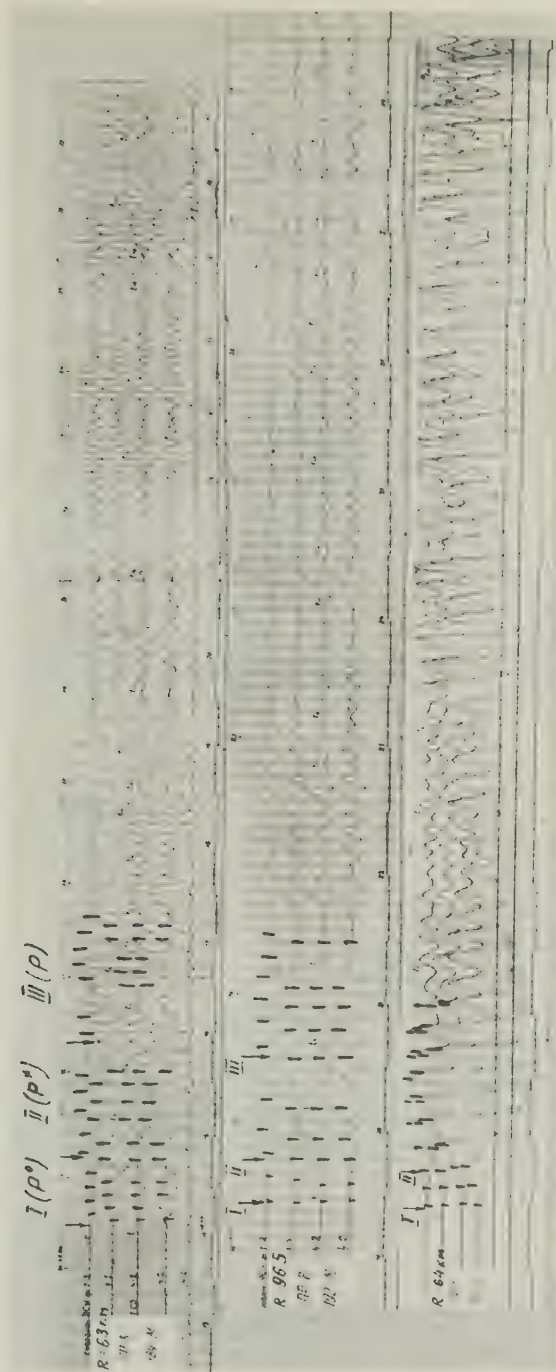


Fig. 1. – Records of the main groups of waves in the Caspian sea (I, II, III).

The first group corresponds to the interface of the crystal base or the so called granitic layer with the interface velocity of about 6 km/ sec. This boundary is at the depth from 2 km on the platform to 20 km in the region of the Caspian trough.

The second group of waves corresponds to the interface of the basaltic layer with the interface velocity of 6.6 km/sec. The depth of the basaltic layer is about 15 km on the platform and 20-30 km in the region of the trough.

The third group is associated with the Mochorovičič discontinuity with the velocity about 8 km/sec. The depth is about 35-45 km.

Besides the main deep-seated discontinuities a sufficiently steady interface in sediments with the velocity of about 5 km/sec and the depth of 8-13 km was found as well as a group of interfaces in the upper part of the cross-section with interface velocities of 3.2-4.0 km/sec and the depths from 3 to 7 km.

The system of profiles was so complete that it made possible to draw maps with iso-depth lines of main interfaces (fig. 2).

The analysis of these maps shows that the relief of the deep-seated interfaces is complicated.

In the region of the Epi-Hercynian platform whose boundary is well outlined in the part of the shallow-seated surface of the crystal base, the deep interfaces (Conrad and Mochrovičič) are nearly horizontal. In the transition zone from the platform to the Caspian trough a steep abrupt slope of the base interface, the interface of the basaltic layer, is observed. The Mochorovičič discontinuity is relatively slowly lowering.

The analysis of cross-sections and maps yields the following scheme of the crustal structure of the Central Caspian sea, as is shown in fig. 3.

In the region of the platform the earth's crust consists of three layers: a sedimentary layer with a small thickness (2-3 km) and with the velocity of about 3 km/sec, a granitic layer with the thickness of 10-15 km, and a basaltic layer with the thickness of about 20-25 km. The thickness of the crust on the platform is about 30-35 km.

The transition zone from the platform to the trough is characterized by a sharp increase of the sedimentary layer thickness and a decrease of the granitic layer thickness.

In the region of the trough proper the granitic layer is not found with the help of seismic data. Here the earth's crust consists of two layers: a thick (over 20 km) sedimentary layer with a low average velocity (3.5-4 km/sec.) and a basaltic layer with the velocity of 6.6 km/sec. The thickness of the crust is of the order of 40-45 km.

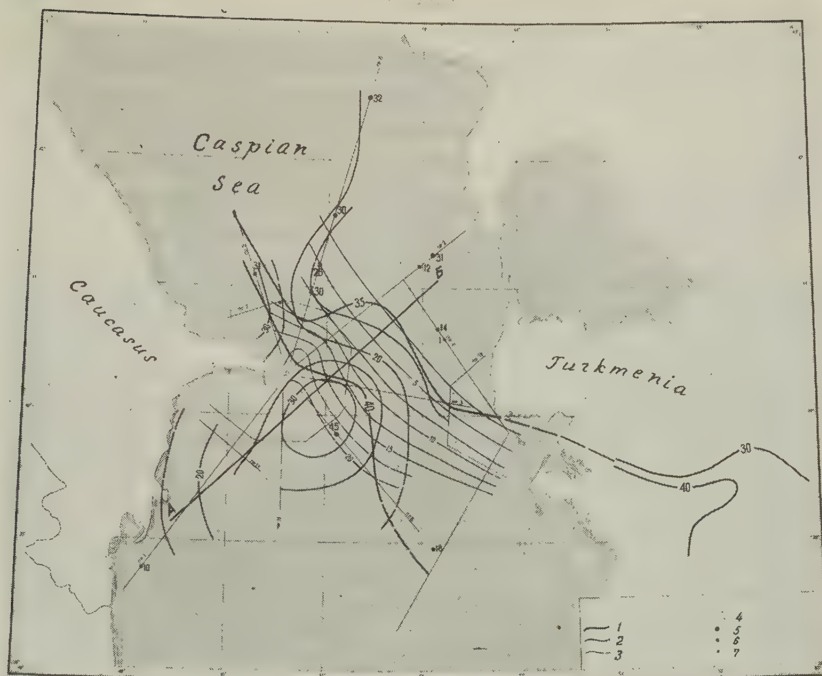


Fig. 2. – Maps of iso-depth lines of the main interfaces.

1 Isolines of the M boundary, – 2 *C* boundary, – 3 crystal base, – 4 DSS profils, – 5 Dephts (km) of *M* boundary, – 6. *C* boundary, – 7 crystal base.

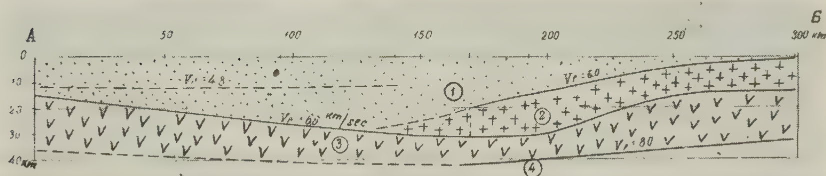


Fig. 3 – Schematic cross-section of the earth's crust for the central part of the Caspian sea.

1 Sedimentary rocks with the average velocity of 3.5 to 4.0 km/sec sec. – 2 Granitic layer – 6 km/sec. – 3 Basaltic layer – 6.6 km/sec. – 4. Under-crust layer-8 km/sec.

The fact that on seismic records obtained in the south-western part of the investigation region waves with the velocity about 6 km/sec. corresponding to the granitic layer are absent indicates that in this region there is either no granitic layer in its usual seismic sense or it is very thin and the waves corresponding to it are not distinguished from other groups of waves.

This fact is worthy of a special attention and further analysis.

The great thickness of the sedimentary layer with a low average velocity in the region of the absence or small thickness of the granitic layer which was indicated by seismic data is of interest. This peculiarity of the crustal structure is evidently characteristic to special zones of the Alpine folding which was subjected to intensive sagging in the past and is still sagging at present.

Further investigation of the crustal structure of such special regions and the adjoining parts of the platform and folding will make it possible to determine the types of the earth's crust characteristic for regions of different geological structure. When the relation between the types of the crustal cross-sections and the modern structures is established it will evidently help in future to reconstruct the history of the earth's crust development just as at present the geological history is being re-established proceeding from geological data.

Investigations in the transition zone from the Asian continent to the Pacific ocean.

The first experiments in this region were carried out as far back as 1956 (*).

The DSS profiles crossed the Okhotsk sea, the deep Kurile trough after which going out on to the oceanic plateau. One profile crossed the Aleutian arc in the region of the Kommandor islands. The scheme of the DSS profiles is represented in fig. 4. The methods of the investigation were similar to those used in the Caspian sea. The systems of observations at each profile were such that reversed and in most cases overlapping travel-time curves were obtained.

The material of the expedition is now being interpreted. Some preliminary results are given below.

(*) The investigations were directed by S. M. Zverev.

The analysis of the waves on seismograms (fig. 5) showed that three groups can be distinguished among the initial waves: the first group P^o with the apparent velocities of V^* from 4 to 7 km/sec, the second group P^* with V^* from 6 to 8 km/sec, the third group P with W^* from 6 to 10 km/sec.

The boundary velocities V_r which are determined from overlapping travel-time curves suggest that the first group P^o is associated with the

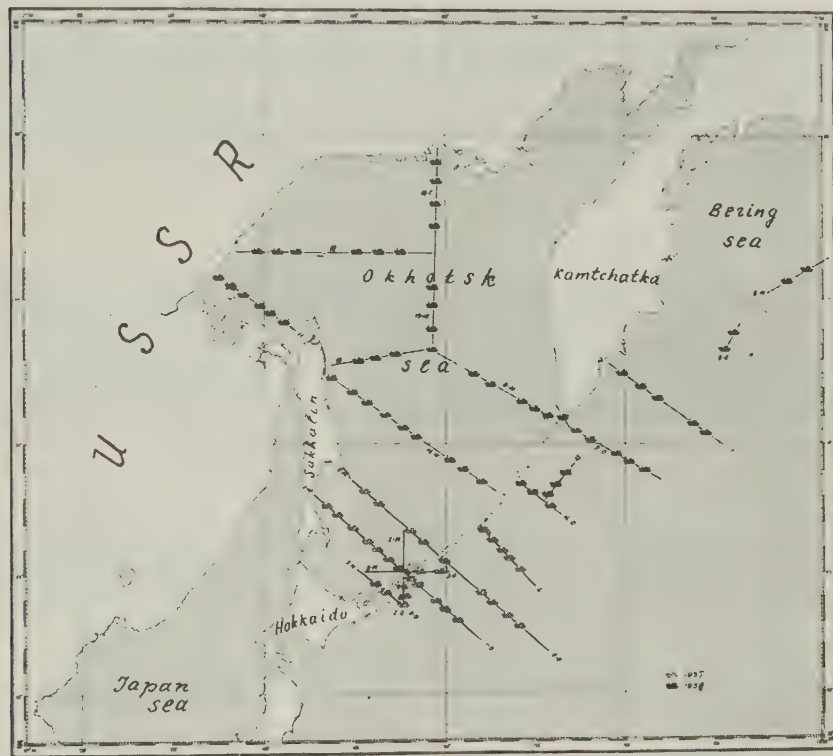


Fig. 4. – Scheme of the distribution of DSS profiles and recording stations.

boundaries in sediments ($V_r < 5$ km/sec) and in the so-called granitic layer ($V_r \approx 6$ km/sec), the second one P^* ($V_r = 6.5$ to 7 km/sec.) — with the boundaries in the basaltic layer, and the third one P ($V_r = 8$ km/sec) — with the Mochorovičič discontinuity.

The comparison of the travel-time curves of initial waves obtained in different regions permits to distinguish three main types of the travel-

time curves which differ as to the number of branches and the arrival time of the main waves (fig. 6).

The first type is oceanic observed in the region of the oceanic plateau to the east of the Kurile trough. It has two branches corresponding to P^* and P waves.

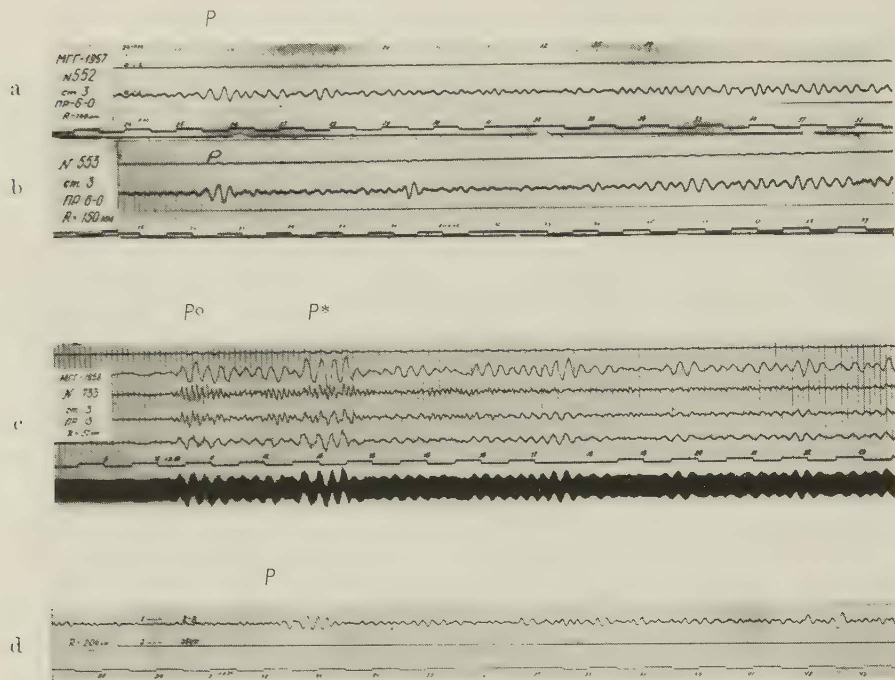


Fig. 5. – Seismograms obtained in the Pacific ocean (a, b) and the Okhotsk sea (c, d).

The second is continental observed in the near-insular zones of the Kurile arc, in the near-shore zone of Kamchatka, in the Northern part of the Okhotsk sea. It has three branches corresponding to P^o, P^*, and P waves. The times of the second type curve at a distance of 100 km from the shot point are greater by 4 to 6 sec than those of the first type curve.

The third type is intermediate observed in the Southern deep part of the Okhotsk sea and the Bering sea. It has two branches correspond-

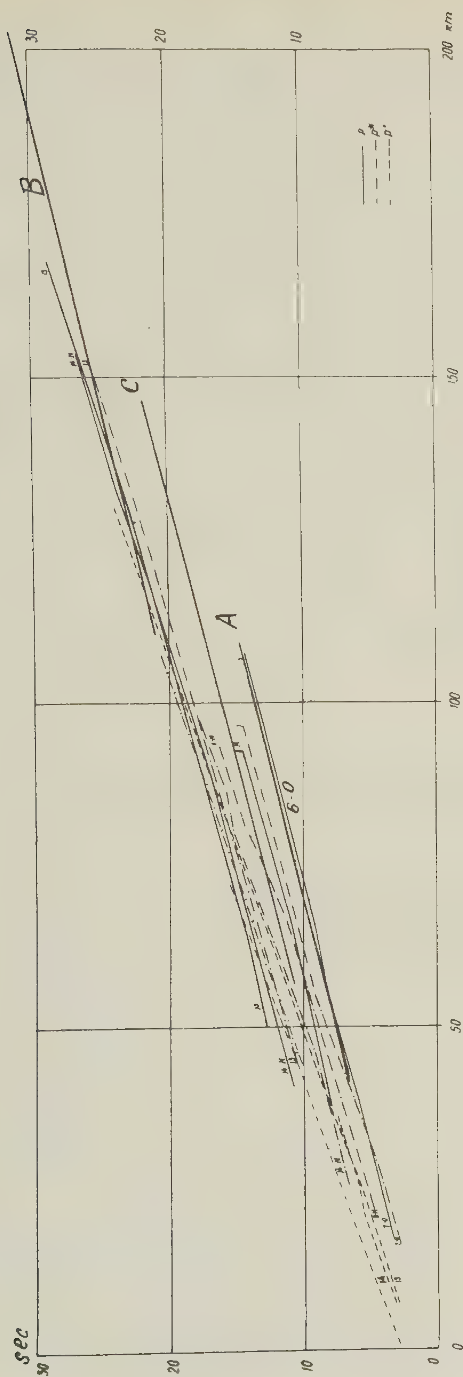


Fig. 6. – Oceanic (a), continental (b) and intermediate (c) types of travel – time curves.

ing to P^* and P waves the arrival times of P waves are intermediate between the arrival times of the first type and the second type curves.

The types of the curves mentioned above characterize different types of the earth's crust which can be respectively named oceanic, continental, and intermediate.

Further interpretation of the expedition material will permit to construct the cross-sections of the earth's crust along the profile lines and to draw a map of relief of the main boundaries of the earth's crust in the investigated region.

Seismic study of the earth's crust structure was accompanied by complex geological and seismological investigations at land, by hydrological, gravitational and aeromagnetic observations at sea. All these data will be used for a complex geological-geophysical interpretation.

A large scientific group took part in the development of DSS technique at sea and in the field work for studying the earth's crust structure. The main personnel are: Aronov, L. E.; Gagelganz, A. A.; Krakshina, R. M.; Mikhota, G. G.; Zaintchkovsky, M. A.; Zverev, S. M.; Weizmann, P. S.

ABSTRACT

In the USSR the programme for the International Geophysical Year envisaged the study of the crustal structure in the transition zone from the Asian continent to the Pacific Ocean.

Experimental work in the Caspian Sea in 1956 showed that the technique of point profiles with movable shot points which had been developed by American and British specialists proved to be the most economically advantageous and easily realizable from the technical point of view.

The DSS data for the central part of the Caspian sea where the transition from the Turkmenian Epi-Hercynian platform to the Caucasian geosynclinal zone is observed showed that these regions have different crustal structure.

It is characteristic that in the region of the Caspian through in the geosynclinal zone areas with the intermediate type crust are found which consists of a thick stratum (over 20 km) of sediments with the average velocity of 3.0 to 3.5 km/sec and a "basaltic" layer. Waves with $V_1 \approx 6$ *km/sec. corresponding to the so-called granitic layer are not observed here.*

In 1957-1958 field work was carried out to study the deep structure of the transitions zone from the Asian continent to the Pacific.

A preliminary interpretation demonstrated that for the transition zone from the Asian continent to the Pacific seismic data of various character were obtained, which suggests a complex structure of the earth's crust in this region.

The travel time curves correspond to three types of crust: continental – on the islands of the Kurile Arc and in the northern part of the Okhotsk Sea; intermediate – in the deep part of the Okhotsk Sea and in the Bering Sea; and oceanic – in the region of the oceanic plateau.

The Deep Seismic Sounding investigations were conducted as single complex together with the seismic observations of weak local earthquakes (Hurup Island), gravimetric and aero-magnetic observations at sea and geological investigations of the nearshore areas.

RIASSUNTO

Nell'U.S.S.R. il programma dell'International Geophysical Year è stato progettato per lo studio della struttura della crosta nella zona di transizione dal Continente Asiatico all'Oceano Pacifico.

Lavori sperimentali, effettuati nel Mar Caspio, nel 1956, dimostrarono che la tecnica dei profili per punti — con punti mobili per il colpo — che era stata messa a punto da specialisti americani ed inglesi, era la più vantaggiosa dal punto di vista economico e facilmente realizzabile dal punto di vista tecnico.

I dati di D.S.S. per la parte centrale del Mar Caspio dove è stata osservata la transizione dalla piattaforma Turkmeniana Epi-Hercinia alla zona geosinclinale caucasica misero in luce che queste regioni hanno una struttura differente della crosta.

È caratteristico il fatto che nella regione del Caspio si trovino nella zona geosinclinale, aree con il tipo intermedio di crosta che è costituito da uno strato di grande spessore (superiore ai 20 km) di sedimenti con velocità media di 3.0-3.5 km/sec., ed uno strato «basaltico». Qui non sono state invece osservate onde con $V_1 \approx 6$ *km/sec. corrispondenti al cosidetto strato granitico.*

Nel 1957-1958 fu effettuato uno studio soltanto per determinare la struttura profonda della zona di transizione dal Continente Asiatico al Pacifico.

Una interpretazione preliminare ha messo in luce che per la zona di transizione dal Continente Asiatico al Pacifico son stati ottenuti dati sismici

di vario carattere, che suggeriscono una complessa struttura della crosta terrestre in questa regione.

Le curve temporali corrispondono a tre tipi di crosta: continentale – sulle Isole dell'Arco Curile e nella parte nord del Mare di Okhotsk; intermedia – nella parte profonda del Mare di Okhotsk e nel Mare di Bering; ed oceanica – nella regione della piattaforma oceanica.

Le ricerche di Sondaggio Sismico Profondo Sonoro furono effettuate, come un complesso unico, insieme con le osservazioni sismiche dei terremoti locali deboli (Hurup-Island), le osservazioni gravimetriche ed aeromagnetiche in mare e le ricerche geologiche delle zone lungo le sponde.

REFERENCES

(1) Ризниченко Ю. В., *К изучению строения земной коры в период третьего Международного Геофизического Года*, Изв. АН СССР, серия геофизическая, 2, (1957).

(2) Вейцман П. С., Гальперьин Е. И., *Изучение строения земной коры в области перехода от Азиатского континента к Тихому океану.* Информационный бюллетень МГГ, 3, (1957).

(3) Гамбурцев Г. А., *Глубинное сейсмическое зондирование земной коры.* ДАНСССР, 87, 6, (1952).

(4) — Вейцман П. С., Давыдова Н. И., Тулина Ю. В. *Глубинное сейсмическое зондирование земной коры на Северном Тянб-Шане.* Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР, 3, (1957).

(5) — — *Осоденности строения земной коры в районе Северного Тянь-Шаня по данным глубинного сейсмического зондирования и сопоставление с данными геологии, сейсмологии и гравиметрии*, Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР, 3, (1957).

(6) Вейцманн П. С. *Корреляция сейсмичедких волн при глубинном сейсмическом зондировании*, Изв. АН СССР, сер геофиз. 12, (1957).

(7) — *О результатах работ по глубинному сейсмическоту зондированию земной коры в одном из районов Средней Азии.* т. 2, 3, (1958).

(8) Veytsman P. S., Kosminskaya I. P., Riznichenko J. V., *New evidence for the structure of the earth's crust and mountine roots in central Asia from data on seismic deep sounding.* Publ. Bureau centr. seism. intern. tr. se. S. A., f. N 20.

(9) Косминская И. П., Тулина Ю. В. *Опыт применения метода глубинного сейсмического зондирования для изучения строения земной коры некоторых районов Западной Туркмении.* Изв. АН СССР, серия геофизическая 7, (1957).

(10) Ризниченко Ю. В. *Изучение строения земной коры в СССР методом глубинного зондирования*, геофиз. № геодез. т. 2, 3, (1958).

(11) Bullard E. C., Gaskell I. F., *Proc. Roy, Soc. A.* 177, (1941).

(12) Ewing M. E., Suffou G. H., *Officer C. B., Bull. Seismol. Soc. An.*, **44**, 1, (1954).

(13) Raitt R. W., *Bull. of the Geol. Am.*, **67**, 12, (1956).

(14) Ewing I., *Ewing M, Bull of the Geol. Soc. Am.*, **70**, 3, (1959).

(15) Аксенович Г. И., Гальперин Е. И., зайончковский М. А., *Основные особенности аппаратуры для глубинного сейсмического зондирования и результаты ее опробования,* Изв. АН СССР, серия геофизическая, 1, (1957).

(16) Гальперин Е. И., Косминская и. П., *Особенности методики глуоинного сейсмического зондирования на море,* Изв. АН СССР, сер. геофизическая, 7, (1953).

(17) Гамбурцев Г. А., Ризниченко Ю. В., Берзон И. С., Епинатьева А. М., Пасечник И. П., Косминская И. П., Карус Е. В., *Корреляционный метод преломленных волн,* Академиздат, 1952.

(18) Берзон И. С., *Высокочастотная сейсмика,* Академиздат, 1957.

(19) Гагельганц А. А., Гальперин Е. И., Космиская И. П., Кракшина Р. М., *Строение земной коры центральной части Каснийского моря по данным глубинного сейсмического зондирования,* ДАН СССР, т. 123, 3, (1958).

(20) Соловьев В. Ф., *Рельеф и строение Апшеронск. пол.,* Изв. АН СССР, сер. геол., 5, (1954).

(21) Гальперин Е. И., Зверев С. М., Горячев А. В., *Геолого-геофизисеские исследования земной коры в области перехода от Азиатского континента к Тихому океану,* Издательство АН СССР, (1958).

Perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici: interdipendenze e relazioni con l'attività solare

F. MARIANI (*)-F. MOLINA (**)

Introduzione.

In questo lavoro ci proponiamo di esporre criticamente gli aspetti fenomenologici e teorici di quel complesso di fenomeni che comprende le perturbazioni magnetiche e ionosferiche, le aurore polari e le variazioni nella intensità della radiazione cosmica, originati o influenzati da eventi solari. Tali fenomeni, tra loro strettamente connessi, vanno considerati come elementi di una più generale perturbazione di natura elettromagnetica, interessante la Terra ma la cui causa prima va ricercata sul Sole.

Trattandosi di materia in continua rapida evoluzione, ci siamo proposti di raccogliere in modo il più possibile organico la grande mole di risultati parziali a tutt'oggi ottenuti e solo in parte organizzati da vari ricercatori. Il panorama che questo lavoro intende presentare andrà nei prossimi anni probabilmente riveduto ed in certe parti anche radicalmente modificato in dipendenza di nuovi risultati, in particolare di quelli acquisiti durante l'Anno Geofisico Internazionale.

Il lavoro è costituito di due parti. Nella prima parte si descrivono e si discutono i dati di osservazione relativi alle perturbazioni magnetiche e ionosferiche, alle aurore polari ed ai raggi cosmici, la interdipendenza tra questi fenomeni e la loro correlazione con l'attività solare. Nella seconda parte si considerano le ipotesi avanzate e le teorie costruite nell'intento di spiegare i risultati delle osservazioni.

La bibliografia, sebbene necessariamente incompleta data la vastità dell'argomento, è stata tuttavia raccolta con molta larghezza, e, salvo pochi casi, sono stati ampiamente consultati i lavori originali.

(*) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma — Istituto di Fisica dell'Università, Perugia.

(**) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

Parte I

1. TEMPESTE MAGNETICHE

1.1. Considerazioni generali.

Tra le variazioni temporali del campo magnetico terrestre la S_q, variazione diurna solare dei giorni calmi, e la L, variazione diurna lunare, vengono considerate come variazioni regolari. Ciò è giustificato sia dal punto di vista morfologico, per la regolarità della loro occorrenza e della loro forma, sia dal punto di vista del meccanismo di produzione, per la connessione a fenomeni regolari, quali la variazione tra giorno e notte della ionizzazione dell'alta atmosfera da parte della radiazione solare e i moti sistematici dell'alta atmosfera stessa.

Se si vuole definire un *campo di perturbazione*, occorre astrarre da queste variazioni regolari (nonchè, naturalmente, dalle variazioni secolari); la più semplice definizione del campo di perturbazione istantaneo D può perciò essere data (1) mediante l'espressione

$$D = F - \bar{F} - S_q - L,$$

dove F è il valore istantaneo del campo, e $\bar{F}$ il suo valore medio in un intervallo di sufficiente lunghezza (un mese o più).

Il campo di perturbazione si presenta assai complesso e apparentemente molto irregolare; tuttavia, nelle sue manifestazioni più importanti, le tempeste magnetiche, si riscontrano caratteristiche sistematiche, a cui si sovrappongono, talvolta mascherandole, fluttuazioni irregolari più o meno intense. Tali caratteristiche risultano evidenti analizzando l'andamento temporale di un gran numero di tempeste magnetiche, sia secondo un tempo la cui origine coincida con l'inizio della tempesta, simultaneo in tutto il globo (*storm-time*), sia secondo il tempo locale ([1, 2, 3]). Secondo le notazioni di Chapman, universalmente adottate, il primo andamento verrà indicato con D_{st}, il secondo con S_D o, come vedremo in **1. 3. 4**, con notazione più appropriata D_S.

1.2. La variazione D_{st}.

1.2.1. *Comportamento alle basse e medie latitudini.* — È innanzi tutto evidente che l'andamento D_{st} può computarsi solo quando l'inizio della tempesta è riconoscibile con chiarezza. In realtà in molti casi ciò non avviene, e le tempeste vengono generalmente classificate in due cate-

gorie: tempeste a *inizio brusco* (o a *sudden commencement* o *s. c.*), il cui inizio è caratterizzato da un netto impulso nella componente orizzontale H e molto spesso in tutte tre le componenti, e tempeste a inizio graduale, in cui è difficile, e talvolta impossibile, individuare con una certa precisione l'inizio della perturbazione. Vedremo in **1.5** che tale distinzione rispecchia probabilmente qualche cosa di più sostanziale che una semplice differenza morfologica nel modo di inizio. Tuttavia non si tratta di una distinzione sempre chiara e priva di ambiguità: vi sono infatti molti casi di tempesta che presentano inizio brusco in alcuni Osservatori e in altri no, per cui è incerto a quale categoria esse debbano essere assegnate, sopratutto se sono pochi gli Osservatori in cui viene registrato l'inizio brusco. In tali casi, però, anche là dove l'inizio non è dato dal caratteristico impulso esso è spesso ugualmente individuabile con facilità, e ciò è sufficiente ai fini dello studio della variazione D_{st}.

Prendendo dunque in esame le sole tempeste a inizio chiaramente riconoscibile, è sufficiente talvolta un semplice sguardo ai magnetogrammi delle singole tempeste per riconoscere un andamento caratteristico nella componente H: un periodo più o meno lungo in cui H è maggiore del normale, seguito da una diminuzione spesso molto rapida al di sotto del valore precedente l'inizio della perturbazione, in misura generalmente maggiore dell'aumento iniziale nonchè di maggior durata; infine un ritorno graduale della componente al suo valore normale. A questo semplice andamento sono invariabilmente sovrapposte fluttuazioni irregolari più o meno ampie e rapide.

Una prima analisi quantitativa estesa a una decina di Osservatori in varie latitudini (medie e basse), e a tutte tre le componenti, è stata eseguita da Chapman [1, 2], mediante il computo dell'andamento medio di 40 tempeste di moderata intensità, scelte in modo da avere gli inizi distribuiti piuttosto uniformemente nelle 24 ore; con tale modo di procedere risulta eliminata la eventuale variazione diurna del campo di perturbazione. I risultati per tre gruppi di Osservatori, di latitudine geomagnetica media rispettivamente 22°, 40°, 53°, e relativi a un intervallo di 48 ore dall'inizio della tempesta, sono presentati nella fig. 1.1. Oltre a quanto si è già detto, risulta evidente dalla figura che l'intensità della perturbazione, definita dalla differenza tra il valore massimo e il valore minimo di H, diminuisce all'aumentare della latitudine, nell'intervallo di latitudine considerato.

Il modulo della componente verticale Z presenta un andamento opposto a quello di H e di ampiezza molto minore: una diminuzione iniziale e un successivo aumento al di sopra del valore normale. Consi-

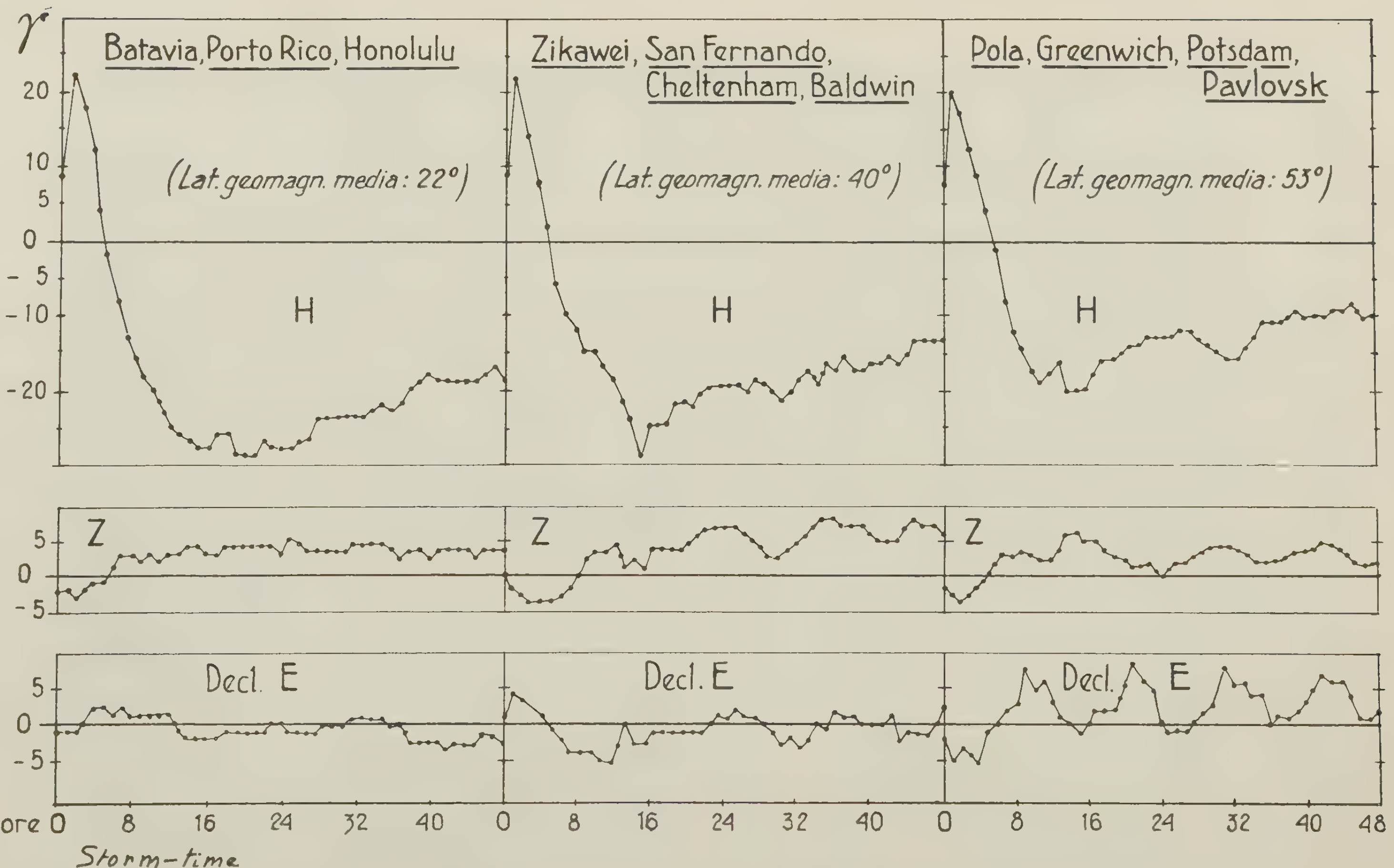


Fig. 1.1. – Variazione D_{st} media a varie latitudini (secondo Chapman).

derato invece Z come vettore, assunto, secondo le convenzioni usuali, positivo verso il basso, risulta per le componenti H e Z un andamento opposto a quello di H nell'emisfero nord, concorde in quello sud (*).

Quanto infine all'andamento D_{st} della declinazione, secondo Chapman esso è praticamente inesistente; su questo punto torneremo più avanti.

La prima parte della tempesta, corrispondente all'aumento in H, viene indicata col nome di *fase iniziale* (*initial phase*), mentre l'intervallo comprendente la diminuzione e il minimo di H viene chiamata *fase principale* (*main phase*).

Questi risultati hanno un valore essenzialmente statistico; esaminando le singole tempeste si trova una notevole varietà di andamenti, in cui però quasi invariabilmente si presenta la diminuzione della componente H. Vi sono perturbazioni in cui l'andamento di H è strettamente conforme all'andamento medio, e sono perfettamente individuabili le varie fasi e cioè l'inizio brusco, la fase iniziale, di breve durata, e la fase principale; in altri casi tra l'inizio brusco e l'inizio della fase principale trascorrono parecchie ore, nelle quali l'attività magnetica può anche essere piuttosto scarsa; infine può accadere che l'inizio brusco sia seguito da variazioni irregolari di periodo piuttosto lungo, che mascherano l'andamento tipico della tempesta [4]. In qualche caso manca addirittura la fase principale, e la perturbazione è costituita da un inizio brusco, che può essere anche molto netto e intenso, seguito da un periodo di qualche ora in cui H è maggiore del normale, con o senza attività irregolare.

Chapman ha anche cercato se le caratteristiche della variazione D_{st} dipendano dalla intensità della perturbazione, ed è giunto alla conclusione che durante le tempeste molto intense tale variazione, pur non variando di tipo, risulta più rapida, in altri termini il minimo di H viene raggiunto in un tempo minore che durante le tempeste meno intense. Per le perturba ioni di intensità molto bassa una variazione D_{st} non è computabile, perchè risulta praticamente impossibile riconoscere l'istante dell'inizio della perturbazione. Tuttavia, se anche per queste piccole perturbazioni l'andamento D_{st} fosse dello stesso tipo di quello delle tempeste di maggiore intensità, ciò sarebbe parzialmente controllabile. Infatti nella variazione D_{st} la fase principale (diminuzione in H e aumento in Z) è generalmente di maggiore durata e intensità della fase iniziale; il valore medio diurno di H computato per i giorni perturbati dovrebbe

(*) Nella letteratura si considera molto spesso solo il modulo della variazione di Z; nel seguito noi ci atterremo a questo uso.

quindi essere minore di quello computato per i giorni magneticamente calmi (e viceversa per Z), a condizione di mediare su di un numero di giorni sufficientemente grande. Per la declinazione, stando alla conclusione di Chapman sulla variazione D_{st} di tale elemento, non vi dovrebbero essere differenze. Chapman, esaminando la differenza tra il valore medio diurno delle tre componenti dedotto da *tutti* i giorni e il corrispondente valore dedotto dai soli giorni calmi per i cinque Osservatori di Sitka (latitudine geomagnetica 60° N), Pavlovsk (58° N), Greenwich (55° N), Cheltenham (50° N) e Honolulu (21° N), ha trovato, secondo le previsioni, che tale differenza è negativa in H, positiva in Z e praticamente nulla in declinazione; egli ha trovato inoltre un aumento dell'effetto nella componente H al diminuire della latitudine. Ciò porta a concludere che per le piccole perturbazioni la variazione D_{st} è probabilmente analoga a quella delle tempeste propriamente dette, anche per quanto riguarda il suo andamento in latitudine. È da notare tuttavia che la differenza tra i valori medi diurni così calcolata ammonta a pochi gamma; il massimo valore risulta —10 gamma in H a Honolulu.

Riprendendo quest'ultimo aspetto della analisi di Chapman, Cynk (5) ha esaminato la differenza tra il valore medio diurno di H nei giorni perturbati e quello nei giorni calmi (grandezza generalmente indicata con D_m) durante l'intervallo 1922-33, per un notevole numero di Osservatori, sia dell'emisfero nord che dell'emisfero sud. Per distinguere perturbazioni di intensità diversa, Cynk ha considerato separatamente due diversi gruppi di anni, 1925-30, di forte attività, 1922-23 e 1931-33, di bassa attività (corrispondenti i primi a un massimo, gli altri a minimi dell'attività solare), nella ipotesi, sufficientemente attendibile, che nel primo gruppo di anni le perturbazioni, oltre che più numerose, fossero in media anche più intense che nel secondo gruppo.

Le conclusioni principali cui Cynk perviene sono: *a*) le due curve di D_m in funzione della latitudine per i due gruppi di anni sono estremamente somiglianti, e possono essere trasformate l'una nell'altra moltiplicando i singoli valori per una costante, e ciò confermerebbe i risultati di Chapman sulle analogie di tipo tra perturbazioni di intensità diversa; *b*) i valori di D_m presentano un massimo all'equatore geomagnetico e vanno diminuendo regolarmente verso le latitudini più elevate fino a circa 60°, in misura approssimativamente proporzionale al coseno della latitudine geomagnetica.

Per quanto riguarda la declinazione, è da notare che, in contrasto con le conclusioni di Chapman, in singoli Osservatori si nota in modo piuttosto evidente un andamento D_{st}. Per esempio, Yokouchi (4) trova

che a Kakioka (Giappone) l'andamento della declinazione è molto simile a quello di H (fig. 1.2), a parte l'ampiezza molto minore (si rammenti che le variazioni in declinazione sono considerate positive verso l'est).

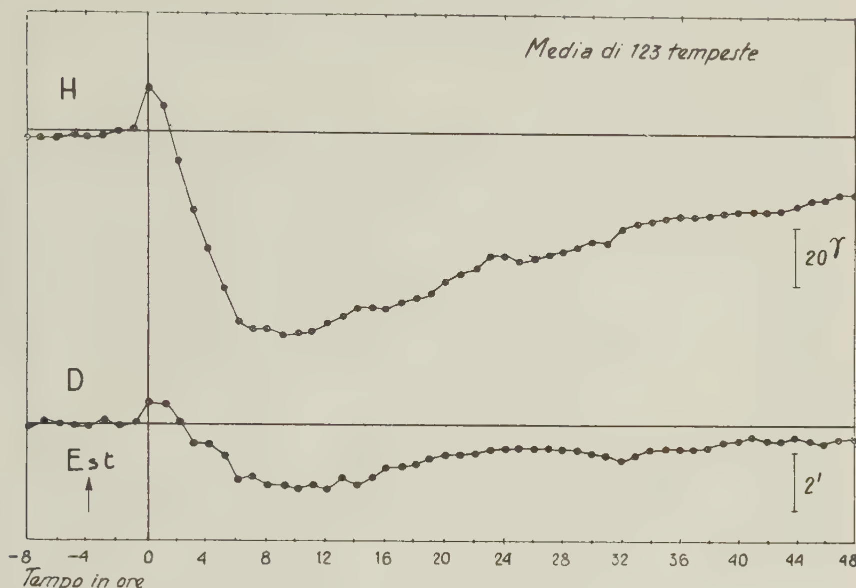


Fig. 1.2. – Andamento D_{st} in H e D a Kakioka (secondo Yokouchi).

Inoltre, considerando la fig. 1.1 si potrebbe anche concludere che, almeno per gli Osservatori a latitudine media 53° (Pavlovsk, Potsdam, Greenwich e Pola), pur tra le fluttuazioni irregolari, è riconoscibile un andamento D_{st} in declinazione di verso opposto a quello di H, e quindi a quello di Kakioka. Ora, per questi Osservatori l'angolo ψ tra il meridiano geografico e il meridiano *geomagnetico* (cioè il cerchio massimo contenente l'asse del dipolo geomagnetico) è nettamente più occidentale della declinazione locale; per Kakioka invece avviene il contrario. Si è portati quindi a pensare che la componente orizzontale del campo di perturbazione presentante l'andamento D_{st} sia diretta lungo il meridiano *geomagnetico*.

A una conclusione simile era del resto giunto anche Schmidt [6], studiando l'andamento delle medie mensili dei valori delle componenti X e Y (secondo il meridiano e il parallelo geografici rispettivamente). Tali medie mensili sono influenzate dall'effetto del campo di perturbazione, e nei mesi più perturbati si nota una diminuzione della X. Le fluttuazioni

da mese a mese in X sono sempre accompagnate da contemporanee fluttuazioni in Y. Dalle simultanee fluttuazioni in X e Y per ognuno dei 13 Osservatori da lui presi in esame, Schmidt ha determinaro l'azimut del vettore di perturbazione in ciascuno di essi, trovando una stretta coincidenza con l'azimut del meridiano geomagnetico. Risultati analoghi erano stati ottenuti da Van Bemmelen (7), e sono stati poi confermati da Slaucitajs e McNish (8).

La conclusione che si può trarre dal precedente esame della variazione D_{st} alle basse e medie latitudini è che il campo di perturbazione appare come un campo approssimativamente parallelo all'asse geomagnetico e simmetrico rispetto ad esso. A tale conclusione conducono: *a*) la variazione D_{st} della declinazione; *b*) la variazione D_{st} della componente verticale, opposta nei due emisferi nord e sud; *c*) l'approssimativa proporzionalità di D_m col coseno della latitudine geomagnetica, riscontrata da Cynk; *d*) la sostanziale indipendenza dalla longitudine dell'andamento D_{st}.

1.2.2. *Comportamento alle alte latitudini.* — La deduzione del campo D_{st} per le alte latitudini (superiori ai 50°-60°) non è facile, sia per la carenza di materiale di osservazione, sia per la estrema complessità delle variazioni magnetiche, costituite in gran parte da fluttuazioni irregolari, intense e frequentissime, che spesso mascherano l'inizio delle tempeste vere e proprie.

Per ovviare a tale inconveniente Chapman ha applicato alle zone polari dell'emisfero nord lo stesso metodo usato alle basse e medie latitudini per le perturbazioni di debole intensità: egli ha studiato cioè la differenza tra il valore medio diurno delle tre componenti computato per tutti i giorni e quello computato per i giorni tranquilli. I risultati si possono così riassumere: il vettore di perturbazione è ovunque diretto secondo il meridiano geomagnetico; la sua componente orizzontale è orientata verso Sud e ha una intensità nettamente maggiore che alle basse latitudini (circa 20 gamma); la sua componente verticale è diretta verso l'alto e di bassa intensità (circa 4 gamma) nelle stazioni comprese tra 55° e 65°, mentre alle latitudini più elevate essa cambia di segno e aumenta fortemente di intensità, raggiungendo quasi i 20 gamma.

Nell'emisfero sud la scarsità dei dati di osservazione non ha consentito finora di condurre ricerche sistematiche come nell'emisfero nord. Tuttavia appare che la componente orizzontale del vettore di perturbazione è ancora diretta verso sud; la componente verticale è diretta verso il basso a latitudini inferiori a circa 65° S, verso l'alto a latitudini più

elevate. Tenendo conto del fatto che la componente verticale del campo geomagnetico generale è orientata verso il basso nell'emisfero nord e verso l'alto nell'emisfero sud, si può concludere che il suo modulo cresce alle latitudini superiori a circa 65° Nord e Sud, mentre diminuisce alle latitudini comprese fra 55° e 65°. A latitudini ancora inferiori si ha una nuova inversione nella variazione del modulo (v. **1.2.1**).

1.2.3. *Sistema di correnti rappresentativo del campo D_{st}.* — Per rappresentare sinteticamente il campo D_{st} su tutta la Terra, Chapman ha calcolato un sistema di correnti elettriche, scorrenti nella ionosfera, che *potrebbe* dar luogo al campo di perturbazione. Tale sistema di correnti è rappresentato in fig. 1.3 (in fig. 1.3*a* visto dal Sole, in fig. 1.3*b* visto da un punto al di sopra del Polo Nord). Si tratta di una rappresentazione molto schematica ed idealizzata, che tuttavia serve a dare una idea generale del campo D_{st}. Il sistema è stato tracciato da Chapman per l'istante del massimo della fase principale (componente H minima), il che è rappresentato dal generale andamento delle correnti da est a ovest. Nel calcolo, per le basse e medie latitudini si è fatto uso dei risultati quantitativi relativi al campo D_{st} ottenuti trattando le quaranta tempeste di moderata intensità di cui abbiamo già parlato in **1.2.1**; per le latitudini elevate, per cui era stata calcolata la differenza tra i valori medi diurni delle tre componenti in tutti i giorni e nei giorni calmi, tale differenza è stata moltiplicata per 5 per riportarsi alla presumibile intensità della perturbazione nell'istante del massimo di una tempesta moderata.

Il fatto più notevole di questa rappresentazione è la concentrazione delle linee di corrente alle alte latitudini; tale corrente concentrata che, con Chapman [9], chiameremo *elettrogetto* (*electrojet*) illustra bene, oltre all'aumentata intensità alle alte latitudini del vettore orizzontale di perturbazione, anche l'andamento del vettore verticale, che, come si è visto, tende a essere diretto verso l'alto attorno ai 60° N e verso il basso a latitudini superiori. È molto probabile che un elettrogetto esista effettivamente e non sia semplicemente un mezzo di rappresentazione, come invece si ritiene sia la parte del sistema di correnti alle basse e medie latitudini. Per chiarire le idee su tale elettrogetto è necessario tuttavia ricordare che il campo D_{st} alle latitudini elevate è stato ottenuto con un metodo indiretto, e cioè a partire dalla differenza tra i valori medi diurni delle tre componenti in giorni perturbati e in giorni tranquilli. Ora, i valori medi diurni potrebbero, in linea di principio, essere influenzati non solo dal campo D_{st}, ma anche da un eventuale andamento diurno

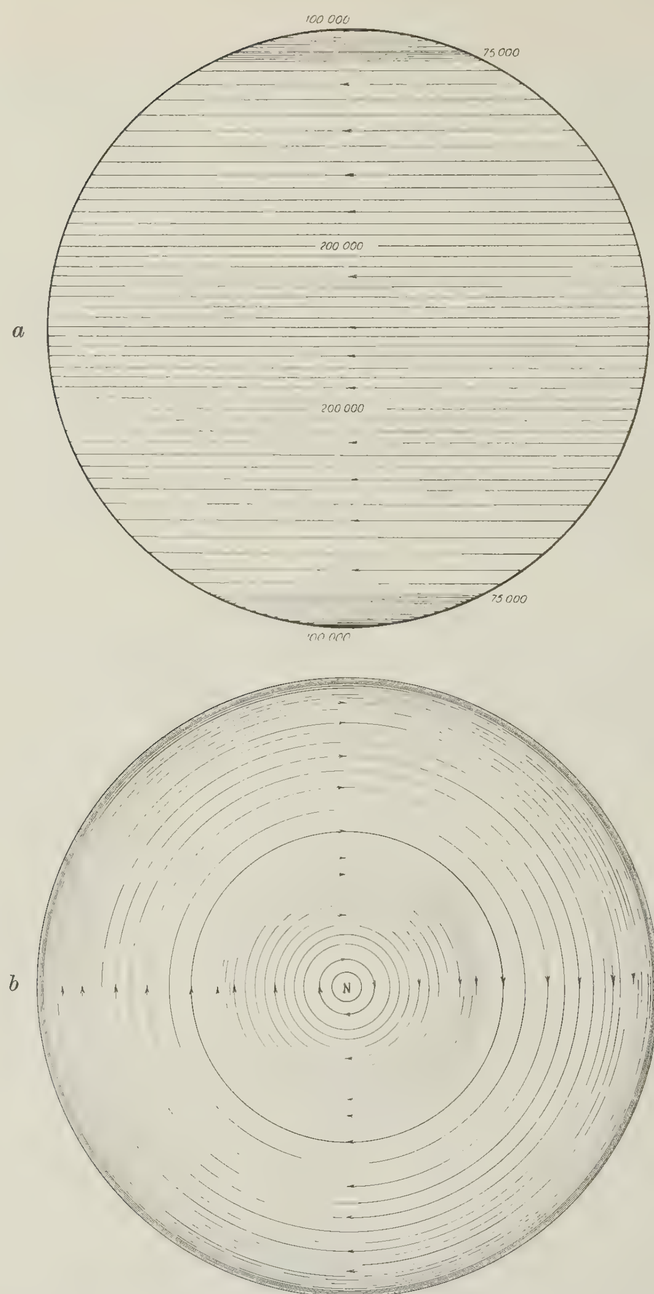


Fig. 1.3. – Sistema di correnti rappresentativo del campo D_{st}. Fra la zona aurorale nord e la zona aurorale sud scorrono complessivamente 400.000 A; su ognuna delle zone aurorali 75.000 A; su ogni calotta polare 100.000 A. *a*: visto dal Sole; *b*: visto da sopra il Polo Nord (secondo Chapman).

dei giorni perturbati, non simmetrico rispetto al valore del campo in condizioni imperturbate, e peraltro assente o molto ridotto nei giorni

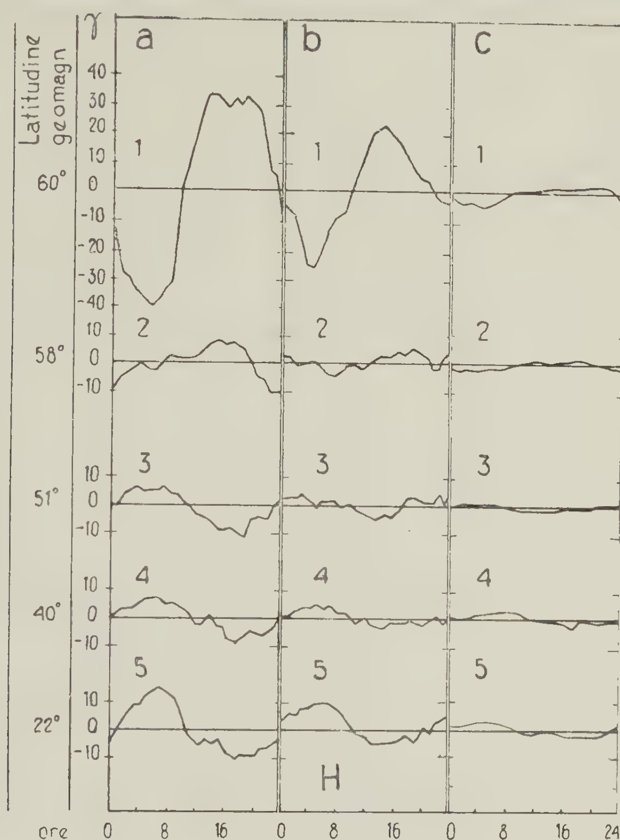


Fig. 1.4. – Variazione S_D della componente orizzontale H a varie latitudini. Colonne *a* e *b*: primo e secondo giorno della tempesta; colonna *c*: differenza fra la variazione diurna in tutti i giorni e nei giorni calmi (secondo Chapman).

tranquilli. È opportuno perciò studiare le caratteristiche dell'andamento diurno S_D, specialmente alle alte latitudini.

1.3. La variazione S_D

1.3.1. *Comportamento alle basse e medie latitudini.* — Per analizzare il campo di perturbazione secondo il tempo locale, si può usare il metodo illustrato da Chapman [1, 10]: riferendosi sempre alle quaranta

tempeste già considerate, egli sottrae dall'andamento effettivo per ogni Osservatorio l'andamento D_{st}, riordina poi i residui secondo il tempo locale di ogni Osservatorio e ad essi sottrae infine la variazione S_q. I

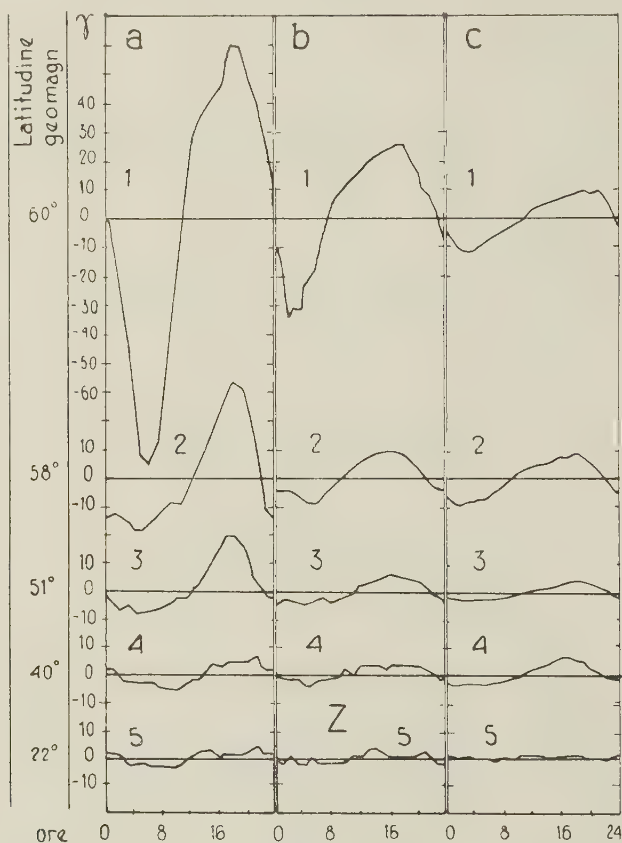


Fig. 1.5. – Variazione S_D della componente verticale Z a varie latitudini. Colonne *a* e *b*: primo e secondo giorno della tempesta; colonna *c*: differenza tra la variazione diurna in tutti i giorni e nei giorni calmi (secondo Chapman).

risultati ottenuti per il primo e secondo giorno della tempesta separatamente sono dati nelle fig. 1.4, 1.5, 1.6, colonne *a*, *b*, per le tre componenti. Le conclusioni più importanti che si possono dedurre sono: *a*) forte aumento dell'ampiezza della variazione all'aumentare della latitudine; fa eccezione, almeno parzialmente, la variazione di H, che diminuisce gradualmente dall'equatore fino ad una certa latitudine tra 51° e 58°,

in corrispondenza della quale si ha una inversione di fase, per poi aumentare rapidamente col crescere della latitudine; *b*) diminuzione della intensità della variazione dal primo al secondo giorno.

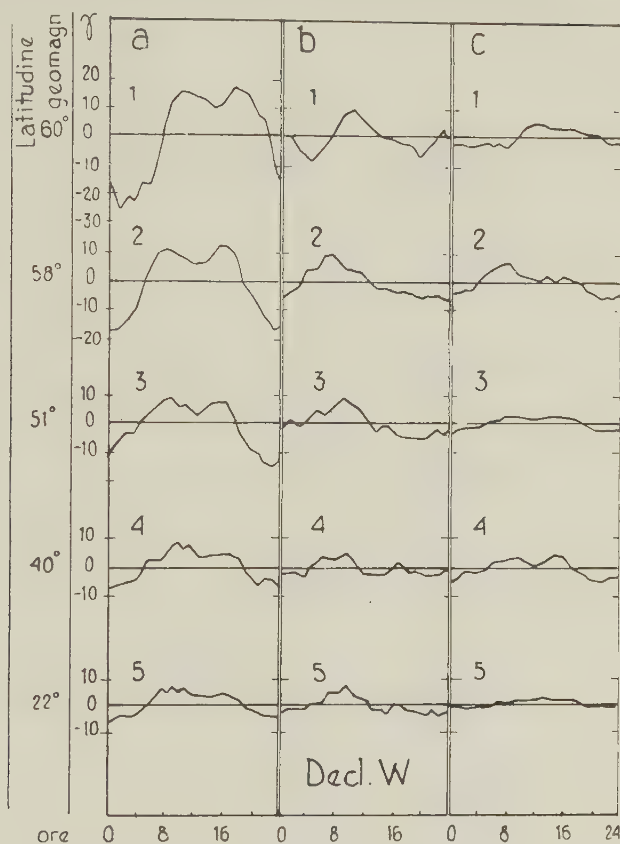


Fig. 1.6. – Variazione S_D della declinazione a varie latitudini. Colonne *a* e *b*: primo e secondo giorno della tempesta; colonna *c*: differenza tra la variazione diurna in tutti i giorni e nei giorni calmi (secondo Chapman).

È interessante notare che analogo andamento presenta la differenza tra la variazione diurna media computata dai giorni perturbati e quella (S_q) computata dai giorni tranquilli e, con minore ampiezza, la differenza tra tutti i giorni e i giorni tranquilli; quest'ultima è rappresentata nelle fig. 1.4, 1.5, 1.6, colonna *c*. Questo fatto dimostra che il tipo di andamento rimane praticamente uguale entro un largo intervallo di intensità delle perturbazioni.

1.3.2. *Comportamento alle alte latitudini.* — La differenza tra tutti i giorni e i giorni tranquilli è stata usata da Chapman anche per studiare la S_D alle alte latitudini; assai interessante è il risultato per la componente verticale, la cui variazione è rappresentata in fig. 1.7 per latitudini

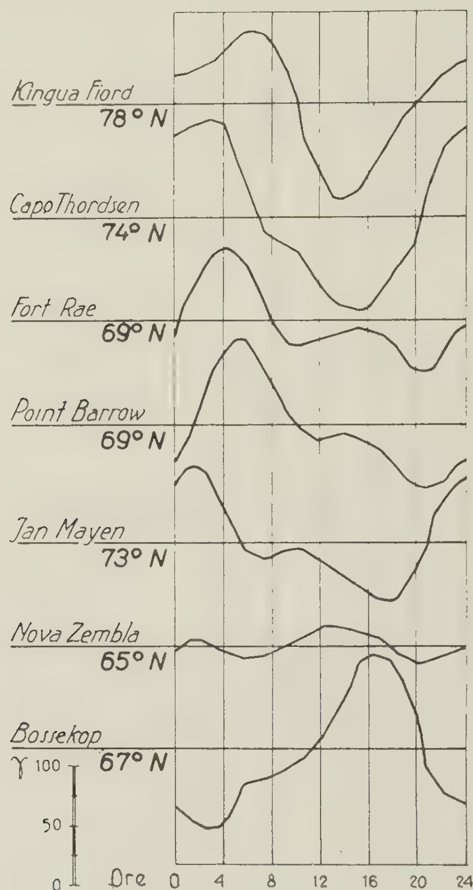


Fig. 1.7. – Variazione S_D della componente verticale nelle regioni polari a diverse latitudini geomagnetiche (secondo Chapman).

crescenti. L'aumento dell'ampiezza della variazione continua decisamente, tanto da fare apparire completamente trascurabile, in paragone, la variazione D_{st}, finchè a circa 70°, appare una inversione di fase. Tali risultati sono stati successivamente confermati da Harang (11) in uno studio analogo, utilizzante però la differenza tra giorni perturbati e

giorni tranquilli, condotto sui dati dell'Anno Polare 1932-33 per una serie di stazioni situate approssimativamente sul meridiano 120° di longitudine geomagnetica (regione scandinava). I risultati di Harang per le tre componenti D (*), H, Z sono rappresentati in fig. 1.8, la quale mostra la va-

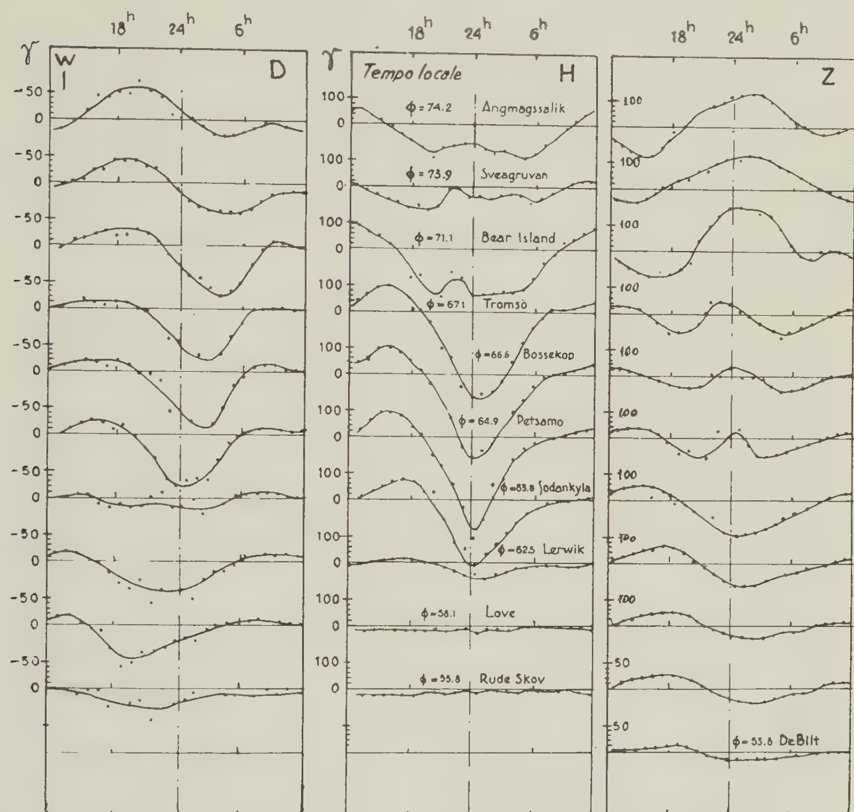


Fig. 1.8. – Variazione S_D nelle regioni polari (secondo Harang).

riazione S_D in giorni *fortemente* perturbati. Per valutare la figura e confrontarla, almeno per la componente Z, con la fig. 1.7, si noti che in essa l'intervallo diurno non è stato scelto tra le 0^h e le 24^h locali, come di consueto, ma tra le 12^h di un giorno e le 12^h del giorno successivo.

La fig. 1.8 mostra con chiarezza la inversione di fase della componente Z nell'intervallo di latitudine geomagnetica compreso tra i 65° e

(*) Indichiamo con D la declinazione. Con la stessa notazione abbiamo indicato anche il campo di perturbazione generico (**1.1**): sarà tuttavia chiaro dal contesto, caso per caso, il significato del simbolo D.

i 70°; in tale zona di transizione la variazione S_D in Z è caratterizzata da un'onda semidiurna. Sempre in corrispondenza di tale intervallo di latitudine, la variazione della componente H presenta un rapido aumento di ampiezza, con un massimo attorno ai 67° di latitudine geomagnetica; la curva S_D per H è caratterizzata, a tali latitudini, da un fortissimo minimo attorno alla mezzanotte locale. Per latitudini superiori l'ampiezza della variazione di H diminuisce sensibilmente, rimanendo tuttavia grande rispetto a quella delle latitudini medie e basse.

Si può completare la fig. 1.8 con i risultati ottenuti da Vestine (12) e da Vestine e Chapman (13) per latitudini ancora superiori; si trova così che la variazione di H subisce una inversione di fase, ritornando, almeno in parte, del tipo delle basse latitudini, ma con ampiezza molto maggiore.

In realtà, per descrivere più esattamente l'andamento con la latitudine della variazione della componente orizzontale, conviene fare uso del diagramma vettoriale. Esso si costruisce riportando a partire da una origine fissa un vettore la cui grandezza rappresenta la intensità della componente orizzontale della perturbazione e la cui direzione rappresenta la declinazione; al variare di H e D l'estremità di questo vettore descrive una curva che, se estesa ad un periodo di 24 ore, risulta chiusa, purchè, ovviamente, si elimini la variazione non ciclica. La fig. 1.9 mostra nelle colonne 1, 3, 5 i diagrammi vettoriali della componente orizzontale della variazione S_D, ottenuti da Vestine e Chapman con i dati dell'Anno Polare 1932-1933 per Osservatori nell'intervallo di latitudine geomagnetica da 62° a 88° N. È evidente un cambiamento di tipo del diagramma vettoriale: da una forma quasi circolare alle massime latitudini, esso passa a una forma molto allungata in direzione approssimativamente parallela al meridiano geomagnetico. A latitudini ancora inferiori, non comprese in figura, i diagrammi riprendono una forma più ovale. Il vettore applicato all'origine del diagramma per ogni stazione rappresenta, in scala. la componente orizzontale del vettore di perturbazione D_m, definito in **1**.**2**.**1**. Come si vede, esso è molto piccolo rispetto alla intensità della S_D. Nelle colonne 2, 4, 6 della stessa figura è riportata la variazione S_D per Z, sempre dai dati dell'Anno Polare 1932-33; la linea tratteggiata rappresenta, in grandezza e segno, la componente verticale del vettore D_m; anch'essa è piccola rispetto all'ampiezza della S_D.

Secondo Vestine (12), l'andamento dell'ampiezza della S_D in funzione della latitudine (vedi figure 1.4–1.8) è praticamente indipendente dalla longitudine geografica. Non così avviene invece per la fase della variazione S_D alle alte latitudini: partendo dalla longitudine di 0°, si ha

un progressivo ritardo di fase all'aumentare della longitudine, pressappoco simile in ciascuna delle componenti ed ammontante ad un massimo di circa 4 ore verso i 180° di longitudine. La differenza che si nota tra le curve della S_D in H ottenute da Harang per latitudine di circa 60° N e

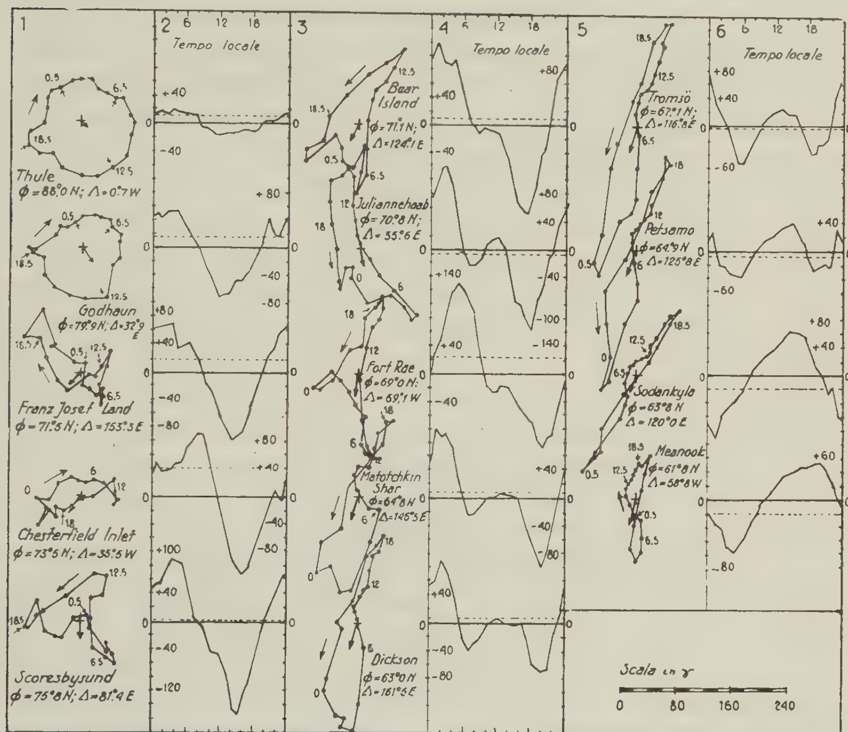


Fig. 1.9. – Variazione S_D nelle regioni polari (secondo Vestine e Chapman).

longitudine fra i 10° e i 20° (fig. 1.8) e la curva di S_D in H per Sitka, cioè per una longitudine di 225° (fig. 1.4 n. 1), è da attribuirsi evidentemente a tale diversità di fase: infatti mentre per le stazioni scandinave il minimo di H è attorno alla mezzanotte locale, per Sitka esso si ha verso le 05^h di tempo locale. Vestine ha trovato che tali diversità di fase si riducono sensibilmente se, anzichè il tempo locale, si usa il *tempo geomagnetico*. Questo viene definito come l'angolo tra il meridiano geomagnetico per il punto di osservazione e il meridiano geomagnetico per l'Antisole. Mentre per le basse latitudini la differenza tra il tempo locale e il tempo geomagnetico è piccola, essa può essere notevole alle latitudini elevate.

1.3.3. *Sistema di correnti* S_D. — Le caratteristiche fondamentali della variazione S_D sono, dunque, oltre alla dipendenza dal tempo locale (o meglio dal tempo geomagnetico), il fortissimo aumento di intensità alle alte latitudini, la inversione di fase della componente Z alla latitudine a cui la variazione di H ha la massima ampiezza, e la variazione di tipo del diagramma vettoriale della componente orizzontale in funzione della latitudine. Tali caratteristiche fanno pensare che il meccanismo che dà origine alla S_D sia localizzato alle alte latitudini; inoltre la concomitanza nella stessa ristretta fascia di latitudine geomagnetica, tra i 65° e i 70°, della inversione di fase della variazione di Z, del massimo di ampiezza della variazione di H e della forma estremamente allungata del diagramma vettoriale della componente orizzontale, appare come fortemente indicativa della esistenza a quelle latitudini di una corrente elettrica concentrata, cioè di un elettrogetto, scorrente negli alti strati dell'atmosfera approssimativamente lungo un parallelo geomagnetico.

L'altezza di tale elettrogetto ad una determinata longitudine può essere dedotta dall'andamento, in località situate lungo un arco di meridiano, dei contemporanei valori della S_D per H e per Z; secondo Vestine ([12]), Vestine e Chapman ([13]) e Harang ([11]) essa dovrebbe essere compresa tra i 150 e i 300 km. Ma ciò che per il momento ci interessa maggiormente è la esatta determinazione della latitudine dell'elettrogetto al variare della longitudine. Per un dato meridiano, tale determinazione si fa anch'essa mediante l'esame dei valori contemporanei della S_D per H e per Z in una data stazione situata in zona polare, nella ipotesi che la corrente sia lineare e assumendo per essa una determinata altezza. Chiamando infatti x (fig. 1.10) la distanza dalla stazione al punto al cui zenit passa l'elettrogetto, positiva se questo è a nord della stazione, negativa nel caso contrario, si ha, per distanze sufficientemente piccole da poter trascurare la curvatura della Terra, $x = h.\Delta Z/\Delta H$, dove h è l'altezza dell'elettrogetto, e ΔZ e ΔH sono rispettivamente i valori simultanei delle componenti verticale ed orizzontale del vettore perturbazione della S_D.

Con i dati dell'Anno Polare 1932-33 Vestine ([12]) ha costruito la traccia dell'elettrogetto, nella ipotesi di un'altezza di 300 km, trovando che essa coincide piuttosto bene con la curva di Vestine della massima frequenza aurorale (vedi **2.2.1**). Diviene quindi naturale definire la zona aurorale mediante la posizione dell'elettrogetto, tanto più che appare molto ragionevole pensare a una stretta connessione tra tale corrente e i fenomeni aurorali.

Per il modo come è stata calcolata, la curva di Vestine rappresenta in ogni suo punto la posizione dell'elettrogetto nel corrispondente istante di massima ampiezza della S_D, istante che è praticamente uguale per H e per Z; trattandosi dello stesso tempo *locale* per le varie longitudini (con l'approssimazione di cui alla fine del paragrafo precedente), la curva è quindi la traccia delle successive posizioni della massima intensità dell'elettrogetto, e non dà alcuna idea sulle variazioni diurne di esso. Queste variazioni possono invece esser messe in rilievo mediante la costru-

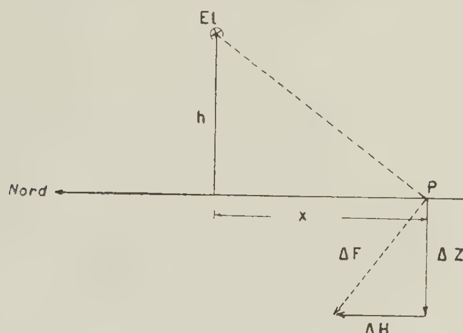


Fig. 1.10 – Determinazione della distanza x tra una stazione P e il punto al cui zenit scorre un elettrogetto El. (diretto a est). h: altezza dell'elettrogetto dal suolo.

zione di un sistema di correnti del tipo di quello descritto in **1.2.3**, il quale rappresenti la variazione S_D in tutto il globo. In fig. 1.11 è riportato il sistema di correnti costruito da Chapman, il quale però è in realtà troppo schematizzato. Gli studi approfonditi di Harang ([11]), Fukushima ([14]), Vestine ([12, 15]) sulla S_D hanno messo in rilievo innanzi tutto che tale sistema di correnti deve essere anticipato in fase di qualche ora, cioè deve essere ruotato verso ovest di qualche decina di gradi; inoltre l'intensità dell'elettrogetto antimeridiano e notturno scorrente da est a ovest è maggiore di quella dell'elettrogetto pomeridiano in direzione ovest-est, il che equivale a dire che nella zona aurorale la fase negativa della S_D di H è di intensità maggiore della fase positiva. Su questo punto torneremo brevemente nel prossimo paragrafo.

Il sistema di correnti S_D corretto presenta un elettrogetto aurorale diretto verso est nell'emisfero pomeridiano, con un massimo di intensità approssimativamente nel meridiano delle 16^h, ed un elettrogetto aurorale

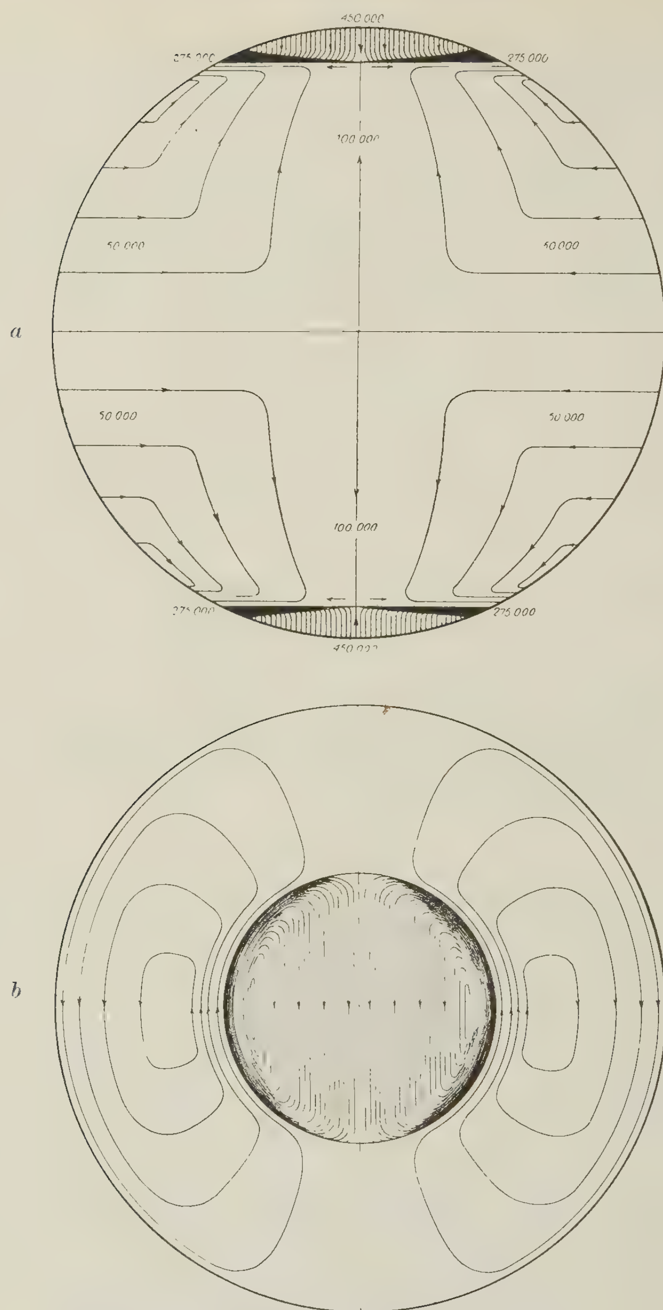


Fig. 1.11. – Sistema di correnti rappresentativo del campo S_D. *a*: visto dal Sole; *b*: visto da sopra il Polo Nord (secondo Chapman).

diretto a ovest, più intenso del precedente, nell'emisfero antimeridiano, con un massimo di intensità tra la mezzanotte e le 3^h. La corrente dei due elettrogetti si richiude in parte alle basse latitudini, dando luogo alla variazione S_D ivi (si noti la inversione nella direzione delle correnti a sud della zona aurorale, che rende conto della inversione di fase della S_D di H), e in parte molto maggiore attraverso la calotta polare. Naturalmente queste conclusioni hanno un carattere puramente statistico; nelle singole tempeste, e anche in istanti diversi di una stessa tempesta, il sistema di correnti può presentare una morfologia anche notevolmente diversa da quella ora detta.

1.3.4. *Significato di S_D; sua relazione con D_{st}.* — È necessario ora studiare in modo più approfondito il significato del campo S_D. Esso potrebbe apparire come un effettivo andamento diurno, analogo a S_q, ma caratteristico dei periodi perturbati. Tuttavia, come hanno fatto notare McNish e Johnston (16), questa interpretazione porta a qualche difficoltà quando la si vuole applicare a tempeste particolarmente intense e rapide. Infatti, come si è visto in **1.2.1**, le tempeste più intense hanno generalmente una variazione D_{st} più rapida, e talvolta durano meno di 24 ore; tuttavia in esse compare regolarmente la variazione S_D. Si pone naturalmente il problema se anche questa variazione in tali eventi divenga più rapida, nel qual caso scomparirebbe il periodo di 24 ore e il carattere di andamento diurno. Chapman (10) ha precisato che la S_D non ha in realtà tale carattere, ma rappresenta l'effetto del tempo locale, istante per istante, sul campo di perturbazione; mentre il campo D_{st} ad una determinata latitudine per come è definito rappresenta ad ogni istante la media del campo di perturbazione su quel parallelo, S_D rappresenta gli scarti da quella media, in quell'istante, lungo lo stesso parallelo, scarti che hanno un carattere sistematico, funzione della longitudine rispetto al Sole. È questa la ragione per cui Chapman propone di chiamare questo campo, computato nel modo descritto in **1.3.1**, D_S, *disturbance local-time inequality*, lasciando il simbolo S_D al campo dedotto dalla differenza tra l'andamento diurno in tutti i giorni (o nei giorni perturbati) e quello dedotto nei giorni tranquilli. Si tratta però, come si preciserà meglio nel prossimo paragrafo, di una distinzione apparente; per non complicare troppo le cose, useremo perciò nel seguito solo la notazione S_D.

Dal punto di vista statistico, Chapman (10) ha mostrato che la S_D è presente fin dalle prime ore di una tempesta, con ampiezza crescente, il cui massimo precede di circa tre ore quello della D_{st}; gli anda-

menti dell'ampiezza della S_D e della D_{st}, ancora per le quaranta tempeste di moderata intensità più volte considerate, sono riportati in fig. 1.12.

Allo stesso risultato si può giungere studiando le singole tempeste con un metodo generale ora correntemente usato. Si determina anzitutto per ogni Osservatorio il vettore perturbazione ad un certo istante, definito come differenza tra il campo attuale e un campo non perturbato,

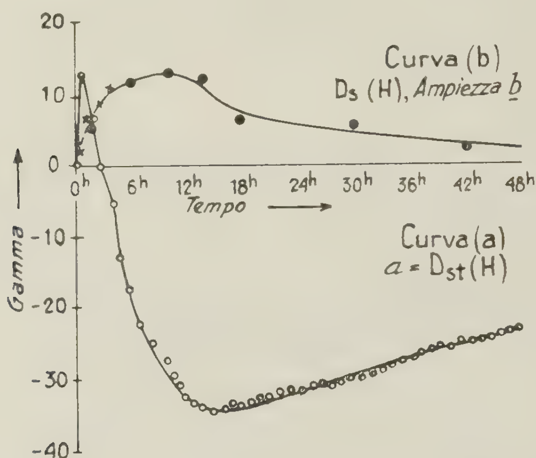


Fig. 1.12. – Variazione D_{st} e ampiezza della variazione S_D (D_S) in funzione del tempo (secondo Chapman).

scelto con opportuni criteri; si determina la componente orizzontale di questo vettore perturbazione; si tracciano poi su di una mappa del globo in proiezione conveniente le *frecce di corrente*, vettori indicanti in grandezza e verso la densità di corrente che potrebbe dar luogo a quel vettore perturbazione; la lunghezza di ciascuna freccia è proporzionale alla intensità della componente orizzontale del vettore perturbazione, il verso si ottiene rotando in senso orario di 90° quello della stessa componente orizzontale. L'insieme di queste frecce di corrente dà una idea approssimativa del sistema di correnti che potrebbe essere responsabile della perturbazione all'istante dato; tale rappresentazione può essere poi completata tracciando le linee di corrente.

Il sistema di correnti così costruito consente, per un determinato istante di una tempesta, la rappresentazione del vettore *totale* di perturbazione, cioè della *somma* delle due porzioni D_{st} e S_D presenti in quell'istante; poichè però alle alte latitudini la S_D è nettamente pre-

valente sulla D_{st}, è da attendersi che, almeno a tali latitudini, il sistema di correnti rappresentativo della S_D sia facilmente riconoscibile.

Con questo metodo, applicato all'esame di singole tempeste soprattutto nelle zone di alta latitudine, Vestine ([15]) e Fukushima ([17, 18]), hanno anch'essi dimostrato che un sistema di correnti corrispondente al campo S_D esiste fin dai primi momenti di una tempesta.

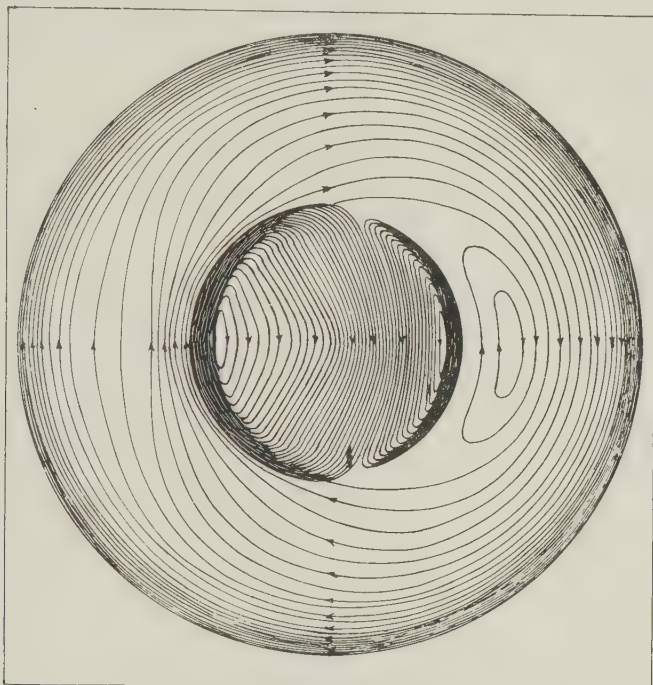


Fig. 1.13. – Sistema di correnti rappresentativo del campo di perturbazione totale, visto da sopra il Polo Nord (secondo Chapman).

Si può concludere quindi che sin dall'inizio di una tempesta a inizio brusco, o almeno ben determinabile, il campo di perturbazione risulta composto dei due campi D_{st} e S_D. Quest'ultimo varia di intensità col progredire della tempesta; esso, naturalmente, compare in un determinato punto del globo con la fase corrispondente al tempo locale di quel punto; talvolta il rapido sviluppo di S_D fin dai primi istanti di una tempesta magnetica a inizio brusco produce una profonda differenza nell'aspetto della fase iniziale della tempesta in due Osservatori distanti, anche se alla stessa latitudine, per i quali il tempo locale dell'inizio brusco corrisponde a due fasi opposte della variazione S_D.

La fig. 1.13 rappresenta il sistema di correnti totale, costruito da Chapman come somma dei sistemi D_{st} di fig. 1.3 *b* e S_D di fig. 1.11 *b*, mentre in fig. 1.14 è riportato il sistema di correnti corrispondente al campo di perturbazione alle 18^h T. M. G. del 1 maggio 1933, durante la fase principale della tempesta più intensa dell'Anno Polare 1932-33 ([15]). Come si vede, le due figure si corrispondono abbastanza bene, specialmente

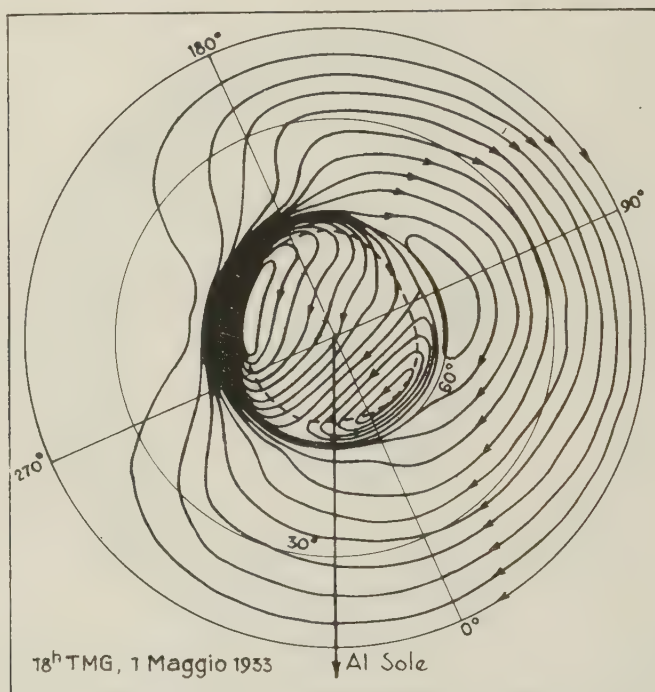


Fig. 1.14. – Sistema di correnti rappresentativo del campo di perturbazione durante la tempesta del 1 maggio 1933, visto da sopra il Polo Nord (secondo Vestine).

alle alte latitudini, pur di variare la fase del sistema S_D di Chapman ruotandolo di qualche decina di gradi verso ovest (vedi **1.3.3**).

Anche la semplice sovrapposizione dei due sistemi schematizzati D_{st} e S_D di Chapman potrebbe spiegare la differenza di intensità degli elettrogetti aurorali pomeridiano e notturno, in quanto nella zona aurorale durante il pomeriggio l'elettrogetto corrispondente al campo D_{st}, sempre diretto verso ovest, è di verso opposto a quello corrispondente al campo S_D, mentre durante la notte è di verso concorde. Tuttavia (vedi fig. 1.8 e **1.3.3**) risulta proprio una caratteristica intrinseca della variazione

S_D in H quella di avere, alle alte latitudini, la fase negativa maggiore della fase positiva, cioè l'elettrogetto scorrente verso ovest più intenso di quello scorrente verso est; possiamo perciò concludere che la S_D influisce sul valore medio diurno di H, abbassandolo rispetto al valore normale, e di conseguenza essa influisce su D_m, aumentandone l'intensità. Ricordando allora che il sistema di correnti corrispondente al campo D_{st} costruito da Chapman per le alte latitudini è dedotto dallo studio di D_m (vedi 1.2.2 e fig. 1.3), si può pensare che esso sia in buona parte, se non totalmente, fittizio; solo gli elettrogetti della S_D avrebbero quindi una realtà fisica.

Un'altra importante relazione tra S_D e D_{st} è lo spostamento a sud, durante le tempeste magnetiche più intense, della zona aurorale, definita, come abbiamo visto nel paragrafo precedente, dalla posizione dell'elettrogetto polare. Con i dati dell'Anno Polare 1932-33 Harang, nel lavoro già più volte citato ([11]), conclude che tale elettrogetto, e quindi la zona aurorale, che durante i giorni meno perturbati si trova tra 200 e 300 km a nord di Tromsö, durante le più intense perturbazioni si sposta in media a circa 140 km a sud di quella località. Secondo Bartels ([19]), durante la intensa tempesta del 1 marzo 1941 la zona aurorale si è spostata per un breve spazio di tempo a sud di Potsdam (lat. 52° N). Nagata ([20]) ha determinato lo spostamento a sud dell'elettrogetto nel corso della tempesta del 1 maggio 1933; tale spostamento, iniziato contemporaneamente alla fase principale della tempesta, cioè alla diminuzione di H, raggiunse un valore di circa 10° in latitudine all'istante del massimo della D_{st} (minimo di H).

1.3.5. *Tempeste magnetiche polari, baie e loro relazione con S_D.* — L'attività geomagnetica delle zone aurorali è caratterizzata da frequenti, caratteristiche perturbazioni che vengono chiamate tempeste magnetiche polari. Secondo Harang ([11]) una perturbazione polare generalmente ha inizio con una fase positiva (cioè con un aumento di H) tra le 14^h e le 16^h di tempo locale, la quale è seguita da una fase negativa che raggiunge il suo massimo verso mezzanotte con un minimo in H assai pronunciato, e infine si spegne gradualmente nelle prime ore del mattino. Le tempeste polari avvengono assai spesso anche in assenza di grandi tempeste di carattere planetario, e a differenza di queste, che interessano tutto il globo e possono durare alcuni giorni, con inizio in una qualsiasi ora e simultaneo in tutta la Terra, esse interessano prevalentemente le alte latitudini e sono strettamente dipendenti dal tempo locale. Quest'ultima caratteristica fa ragionevolmente pensare che le tempeste polari siano la causa predominante della S_D delle zone polari; in altre parole, questa è

semplicemente il risultato di una media eseguita su di un gran numero di tempeste polari. D'altra parte abbiamo visto in **1.3.3** (fig. 1.11) che la S_D alle basse e medie latitudini è strettamente connessa con quella alle latitudini elevate; è immediata perciò la conclusione che il campo S_D rappresenta l'effetto globale, mediato su di un gran numero di casi individuali, delle perturbazioni magnetiche polari, effetto che, se pure prevalente alle alte latitudini, giunge anche, con intensità decrescente, alle latitudini inferiori.

Da quanto detto sopra e nel paragrafo precedente, risulta ulteriormente approfondita la ragione della similarità tra la D_S e la S_D. Possiamo infatti ammettere che durante una tempesta magnetica di carattere planetario avente andamento D_{st} si sviluppi contemporaneamente una perturbazione magnetica polare con la sua caratteristica dipendenza dal tempo locale. Ne risulta allora che quella parte del campo di perturbazione totale della tempesta che è dipendente dal tempo locale e che è per definizione la D_S, rappresenta l'effetto della perturbazione polare. La D_S e la S_D sono perciò misure di uno stesso fenomeno, la perturbazione polare, con l'unica differenza che la D_S prende in esame solo le perturbazioni polari che avvengono durante le tempeste ad andamento D_{st}, mentre la S_D comprende anche le perturbazioni, generalmente meno intense ma numerose, che si producono indipendentemente da quelle.

In stretta relazione con le tempeste magnetiche polari è un importante tipo di perturbazione: la *baia*. Tale denominazione deriva dal particolare aspetto che assumono sulla registrazione, durante questa perturbazione, le tracce delle tre componenti del campo magnetico terrestre, aspetto che ricorda le profonde insenature di una costa rappresentata sulla carta geografica. Alle basse e medie latitudini le baie magnetiche si presentano spesso nette e isolate, interrompendo per lo spazio di un'ora o due un andamento calmo; altre volte si hanno invece periodi piuttosto lunghi di agitazione magnetica, caratterizzata da un susseguirsi continuo di baie. Le baie sono particolarmente accentuate nelle componenti H e D, ed è anzi proprio dall'andamento della componente H che esse vengono distinte in due classi, baie negative e baie positive, a seconda che durante il fenomeno la H diminuisca o aumenti.

Numerose statistiche delle baie sono state fatte da vari Autori e per vari Osservatori. Qui accenniamo a due risultati importanti di tali studi ([21]): *a*) l'ampiezza delle baie aumenta all'aumentare della latitudine; *b*) esse presentano un evidente andamento diurno, sia per quanto riguarda la frequenza, che per quanto riguarda il tipo: e precisamente, alle basse e medie latitudini le baie negative sono meno numerose delle

baie positive, e si presentano prevalentemente nel pomeriggio locale, fin verso le 18^h o le 19^h, mentre le baie positive sono particolarmente frequenti durante la notte. Alle alte latitudini la situazione è rovesciata: le baie negative sono molto più numerose e più ampie di quelle positive, e nella zona aurorale la proporzione tra i due tipi è di nove a uno; le baie negative presentano un massimo di frequenza alle 01^h di tempo

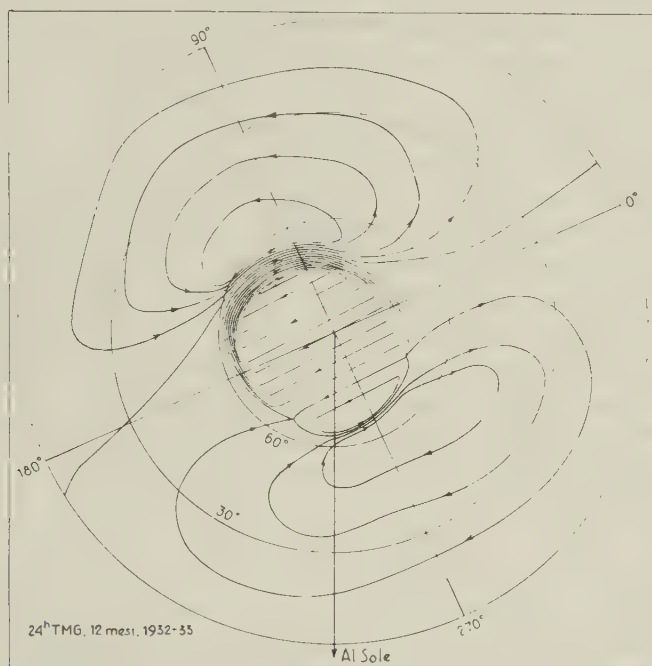


Fig. 1.15. – Sistema di correnti rappresentativo di una baia (secondo Silsbee e Vestine).

geomagnetico locale e sono praticamente assenti tra la 11^h e le 15^h; le baie positive hanno un massimo di frequenza attorno alle 18^h, e normalmente durante la notte la loro frequenza è nulla.

Malgrado questa dipendenza del tipo di baia dal tempo locale, le baie non sono fenomeni puramente locali. Ciò è dimostrato in modo molto evidente dal sistema di correnti rappresentativo delle baie, di cui la fig. 1.15 mostra un esempio: questo sistema è stato costruito da Silsbee e Vestine [21] come media di numerose baie osservate durante l'Anno Polare 1932-33. Le due caratteristiche delle baie sopra citate si rilevano facilmente dall'esame del sistema di correnti; si rileva inoltre da questo

che le baie sono perturbazioni aventi un carattere planetario, anche se la loro origine è localizzata nella zona aurorale.

Un altro fatto assai evidente è la somiglianza del sistema di correnti delle baie col sistema di correnti S_D. Al principio di questo paragrafo abbiamo visto che la S_D rappresenta l'effetto medio delle tempeste magnetiche polari; or ora si è visto che le baie hanno origine nella zona aurorale; la somiglianza dei due sistemi di correnti porta perciò a concludere che le tempeste magnetiche polari e le baie non sono fenomeni sostanzialmente diversi. Una conferma di ciò è stata data ([14, 22]) da Fukushima e da Nagata, i quali, come del resto vari altri Autori che hanno trattato lo stesso argomento, hanno fatto notare che le perturbazioni magnetiche polari si possono spesso pensare come costituite da un certo numero di perturbazioni elementari, identificantisi con le baie, che si susseguono o anche si sovrappongono in parte; alle volte la tempesta magnetica polare è addirittura costituita da una unica perturbazione elementare. Queste baie si presentano con la loro distribuzione temporale caratteristica, o, in altre parole, queste perturbazioni elementari sono caratterizzate tutte dal sistema di correnti proprio di una baia. È naturale perciò che il sistema di correnti corrispondente alla S_D, media di numerose tempeste magnetiche polari, sia sostanzialmente lo stesso di quello rappresentativo di una baia singola.

1.4. Inizi bruschi

1.4.1. Si è già accennato in **1.2.1** che numerose tempeste magnetiche hanno un inizio ben netto, caratterizzato da un brusco impulso, spesso in tutte tre le componenti, anche se con diversa intensità, ma con particolare evidenza nella componente H. Tale impulso, chiamato *inizio brusco*, viene generalmente indicato con la sigla s. c. dall'inglese *sudden commencement* (*).

La caratteristica principale degli inizi bruschi è la loro simultaneità su tutta la Terra. Gli studi finora eseguiti mostrano che gli inizi bruschi della componente H hanno luogo praticamente nello stesso istante in Osservatori distribuiti su tutto il globo; le piccole differenze osservate nell'istante di inizio, dell'ordine del mezzo minuto, sono probabilmente

(*) È da notare tuttavia che nei bollettini magnetici si usa attualmente la notazione s. s. c. *(storm sudden commencement)*, in seguito alle risoluzioni del Comitato per le variazioni rapide e le correnti telluriche della I. A. G. A. (aprile 1957).

da attribuirsi agli errori di misura, ma conclusioni più sicure in proposito si potranno trarre solo quando si potrà disporre di un maggior numero di dati ottenuti con registratori a scorrimento rapido.

Malgrado la simultaneità, che indica come un inizio brusco sia un fenomeno planetario, questo presenta sistematiche differenze in Osservatori molto distanti o in longitudine, ossia con diverso tempo locale, o in latitudine. Per descrivere tali differenze è opportuno innanzi tutto distinguere gli s. c. in varie classi, a seconda della loro forma, e seguiremo in ciò la classificazione di Newton (23).

Una prima classe è quella degli s. c. *normali*, caratterizzati, in tutti gli Osservatori, da un impulso positivo in H ($\Delta H > 0$); tale classe è nettamente prevalente alle basse e medie latitudini. Il segno degli impulsi nelle altre due componenti, ΔD e ΔZ, varia da Osservatorio a Osservatorio, e talvolta anche in uno stesso Osservatorio, in ciascuno dei quali tuttavia esiste una combinazione di segni prevalente; ad esempio, per Abinger Newton dà come combinazione più frequente ΔH positivo, ΔD negativo (cioè impulso verso ovest) e ΔZ positivo. La variazione di segno di ΔZ da un Osservatorio all'altro è sorprendente, in quanto il segno può essere opposto anche per due Osservatori molto vicini; ciò è probabilmente dovuto all'effetto delle correnti indotte nel sottosuolo dalla variazione rapida del campo magnetico, correnti che influiscono fortemente sulla componente verticale e che risentono delle differenze del sottosuolo dei vari Osservatori. Le differenze in ΔD invece sembrano molto più sistematiche: ad esempio per gli Osservatori europei i ΔD tendono ad essere concordi fra loro, e con una certa prevalenza negativi (impulso verso ovest), mentre per gli Osservatori nord-americani essi sono generalmente opposti a quelli registrati in Europa. Già Van Bemmelen (24) aveva concluso che la componente orizzontale degli inizi bruschi è diretta lungo il meridiano geomagnetico; tale conclusione sembra soddisfacentemente confermata dagli studi successivi di McNish (25) e di Obayashi e Jacobs (26). Questi ultimi trovano una stretta relazione tra il valore dei ΔD e l'angolo $D - \psi$, cioè l'angolo formato dal meridiano magnetico locale e dal meridiano geomagnetico: dove ψ è più occidentale di D, come in Europa, si hanno ΔD prevalentemente negativi, cioè occidentali, e viceversa dove D è più occidentale di ψ, come nel Nord-America. Ciò indica, per le stesse considerazioni già fatte a proposito dell'andamento D_{st} per la declinazione (**1**.**2**.**1**), che il vettore di perturbazione corrispondente agli s. c. è sensibilmente parallelo all'asse geomagnetico.

Una seconda classe di s. c. è costituita da quegli inizi bruschi che sono preceduti da un breve impulso in direzione opposta; questi inizi bruschi

vengono indicati con s. c.*. Il breve impulso iniziale, detto *impulso preliminare*, può essere presente in tutte tre le componenti, oppure in due o anche in una sola; a parte tale impulso preliminare, l'inizio brusco è per il resto dello stesso carattere degli s. c. normali.

Infine una terza classe è formata dagli s. c. il cui andamento è l'opposto degli s. c. normali, almeno nella componente H, ma non è raro il caso che l'inversione avvenga effettivamente in tutte tre le componenti.

La durata degli inizi bruschi è di 3-5 minuti; la loro ampiezza è molto variabile, anche per uno stesso Osservatorio: un valore abbastanza indicativo dell'ampiezza della variazione ΔH alle medie latitudini è 20-25 gamma. Newton ([23]) ad Abinger e McIntosh ([27]) a Lerwick trovano che in media gli inizi bruschi più intensi sono associati alle tempeste più intense. Tuttavia già un semplice esame superficiale dei magnetogrammi mostra che tale risultato ha un significato puramente statistico, poichè non è raro il caso di tempeste magnetiche molto intense con s. c. di scarsa entità e viceversa. Si hanno anzi numerosi casi di forti inizi bruschi non seguiti da tempesta; alcuni Autori, come ad esempio Ferraro e collab. ([28]), giungono a considerare tali inizi isolati come un fenomeno fisicamente diverso dagli inizi bruschi in senso stretto.

La latitudine geomagnetica ha una netta influenza sugli s. c. Innanzi tutto ([29]) l'intensità della componente orizzontale degli s. c. aumenta all'aumentare della latitudine, raggiungendo valori assai elevati nella zona aurorale. Tuttavia Sugiura ([30]) e Forbush e Vestine ([31]) hanno mostrato che a Huancayo, sull'equatore geomagnetico, l'intensità ΔH degli inizi bruschi che si verificano nelle ore meridiane è eccezionalmente elevata, in concordanza col ben noto fenomeno della eccezionale ampiezza dell'andamento S_q in H; Forbush e Vestine hanno addirittura messo in rilievo l'esistenza a Huancayo di un'approssimativa relazione di proporzionalità tra l'intensità di un inizio brusco e l'ampiezza della S_q in H nel giorno in cui esso ha luogo.

Non solo l'ampiezza, ma anche la frequenza di occorrenza dei vari tipi di s. c. varia con la latitudine. Nagata ([32]) ha mostrato che alle basse latitudini gli s. c.* sono praticamente assenti; salendo via via alle latitudini più elevate la loro frequenza aumenta rapidamente; inoltre all'aumentare della latitudine aumenta anche il rapporto tra l'ampiezza dell'impulso preliminare e quella dell'impulso principale. Ferraro e collab. ([28]), Jackson ([33]), Chakrabarty ([34]) hanno ottenuto risultati sostanzialmente in accordo con quelli di Nagata.

Quanto infine agli s. c. della terza classe, quelli inversi, la loro frequenza di occorrenza, anch'essa praticamente nulla alle basse e medie

latitudini, aumenta rapidamente alle alte latitudini: mentre Newton [23] trova che ad Abinger (lat. geomagn. 54° N) solo il 7% degli s. c. è di tipo inverso, McIntosh [27] ne registra a Lerwick (lat. geomagn. 62°, 5 N) una frazione del 33%.

1.4.2. Assai importante è l'influenza del tempo locale sulla frequenza di occorrenza dei vari tipi di s. c. I risultati di numerosi Autori già citati [23, 27, 28, 32, 34] e inoltre di Ishikawa e Kadena [35] e di Nagata e Abe [36], malgrado non siano sempre in completo accordo fra loro, portano alle seguenti conclusioni: *a*) la frequenza degli s. c. normali alle alte e medie latitudini ha un minimo attorno alle 8^h di tempo locale, e un massimo poco accentuato nelle ore notturne; *b*) la frequenza degli s. c.* ha anch'essa un minimo la mattina, quando essi sono presenti, in numero scarso, solo alle alte latitudini, ma presenta un netto massimo nel pomeriggio, centrato alle 16^h di tempo locale; *c*) la frequenza degli s. c. inversi, presenti solo alle alte latitudini, ha un massimo proprio nel periodo in cui gli altri due tipi di s. c. hanno un minimo, cioè la mattina; ciò sembra indicare l'esistenza di qualche processo che in quelle ore tende a produrre la inversione degli s. c. alle alte latitudini.

Per valutare l'attendibilità dei precedenti risultati, occorre tener conto del fatto che alle alte latitudini è spesso difficile individuare un inizio brusco, a causa della forte attività quasi permanente in queste regioni, ed è possibile che in certi casi particolarmente sfavorevoli esso venga mascherato non solo da una perturbazione preesistente, ma anche dalla formazione pressochè contemporanea della S_D, che può modificarne la forma.

1.4.3. Obayashi e Jacobs [26, 37, 38] hanno compendiato tutti i precedenti risultati sulla distribuzione in latitudine e in tempo locale degli s. c., mostrando che il vettore perturbazione dell'inizio brusco può essere considerato come costituito, analogamente al vettore perturbazione delle tempeste, dalla somma di due contributi. L'uno, denominato dagli Autori D_{st}, ha carattere planetario e dipende dalla latitudine, ma non dal tempo locale; l'altro, denominato D_S, dipende invece, oltre che dalla latitudine, anche dal tempo locale. Questi due vettori e il vettore di perturbazione totale loro somma, possono essere dedotti da appropriati sistemi di correnti (fig. 1.16), che spiegano morfologicamente i risultati sopra descritti. Risultati simili sono stati ottenuti da Oguti [39].

Lo studio degli s. c. riveste notevole importanza ai fini della costruzione di una teoria delle tempeste magnetiche. Infatti, se il vettore D_{st}

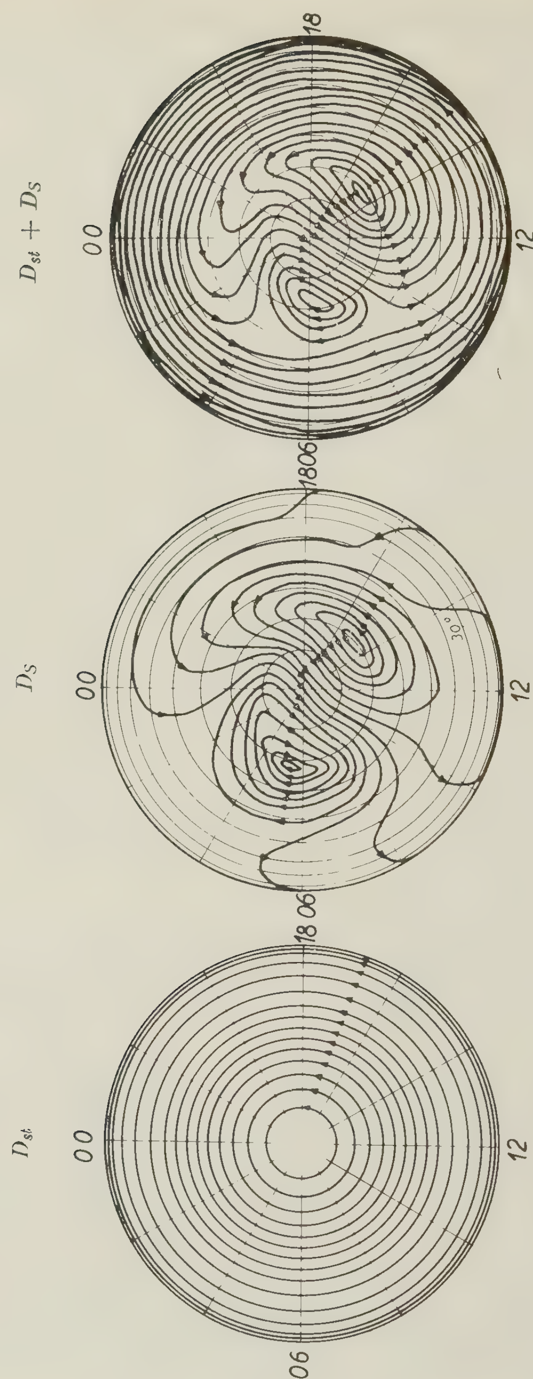


Fig. 1.16. – Sistema di correnti rappresentativo degli s. c. visto da sopra il Polo Nord. Intensità tra due linee di corrente: 10.000 A (secondo Obayashi e Jacobs).

degli inizi bruschi può essere interpretato, come fanno Obayashi e Jacobs, come l'effetto di una causa extraterrestre, il vettore D_S mostra chiaramente una influenza terrestre, certamente da localizzarsi nell'alta atmosfera. Obayashi e Jacobs interpretano tale influenza come un « effetto dinamo » dell'atmosfera che subisce un improvviso aumento di ionizzazione nelle zone polari, piuttosto che come un'azione di schermo della ionosfera, per effetto di induzione elettromagnetica, alla rapida variazione del campo magnetico. Se ciò è vero, una teoria delle tempeste magnetiche deve rendere conto di tale improvvisa ionizzazione all'istante stesso dell'inizio della perturbazione.

1.5. Tempeste magnetiche e attività solare

Si è da lungo tempo riconosciuto che le tempeste magnetiche sono connesse con l'attività solare. Ciò risulta chiaro dal fatto che la frequenza e la intensità delle perturbazioni geomagnetiche presentano andamenti temporali abbastanza simili a quelli dei fenomeni solari; in particolare esse seguono piuttosto fedelmente il ciclo undecennale dell'attività solare, e hanno una tendenza a ripetersi dopo un intervallo di 27 giorni, pari al periodo di rotazione sinodico del Sole a bassa e media latitudine solare.

1.5.1. *Ciclo undecennale.* — La grandezza tradizionalmente utilizzata per la valutazione dell'attività solare è il numero di Wolf R. La giustificazione di questa scelta è da cercarsi molto più nella facilità con cui si può ottenere R che non nella convinzione che esso rappresenti una effettiva misura dell'attività solare interessante i fenomeni geofisici; dato però che la maggior parte dei fenomeni costituenti l'attività del Sole ha una stretta correlazione con R, tale scelta può ritenersi sufficientemente giustificata.

La constatazione, fatta fin dalla fine del secolo scorso, che l'attività geomagnetica tende a procedere parallelamente all'attività del Sole, manifestata dal numero di macchie visibili sulla sua superficie, ha indotto a studiare quantitativamente la correlazione tra il numero di Wolf R e un indice che rispecchiasse in qualche modo l'attività magnetica. Uno studio di tale questione è stato compiuto da Bartels ([40]); esso si riferisce al periodo 1872-1930. In tale periodo il coefficiente di correlazione tra le medie annuali di R e le medie annuali dell'indice u_1 di attività magnetica (*) risulta uguale a +0,884. Nel periodo 1906-1930, in cui sono

(*) Per la definizione dei vari indici di attività magnetica citati nel testo rimandiamo all'Appendice **A.1**.

state computate anche le medie annuali dell'indice C internazionale (C_i), il coefficiente di correlazione tra R e u_1 è ancora assai elevato, $+0{,}820$, mentre il coefficiente di correlazione tra R e C_i è soltanto $+0{,}570$. È da notare che, per la definizione degli indici, sul valore di C_i influisce qualsiasi perturbazione che modifichi il regolare andamento diurno del campo magnetico terrestre, mentre u_1 è una misura delle sole perturbazioni che influiscono sul valore medio diurno della componente orizzontale H.

Se, anzichè le medie annuali delle varie grandezze, si prendono in esame le medie mensili, i coefficienti di correlazione diminuiscono sensibilmente. Nello stesso periodo 1872-1930 il coefficiente di correlazione tra le medie mensili di R e di u_1 è $+0{,}654$.

Se poi si porta l'esame sui singoli giorni, la correlazione sembra addirittura scomparire: si hanno infatti molti giorni in cui, pur essendo il numero R assai elevato, l'attività geomagnetica è nulla, mentre in molti casi si hanno giorni magneticamente perturbati anche se il disco solare è praticamente privo di macchie. È noto del resto che le perturbazioni magnetiche sono tutt'altro che scarse anche al minimo di attività solare, quando R può essere nullo per parecchi giorni consecutivi. In questa fase del ciclo solare anche le medie mensili di R e u_1 presentano una scarsissima correlazione: Bartels cita il caso degli anni 1918-20, in cui il coefficiente di correlazione tra le due grandezze è $+0{,}06$, e degli anni 1928-30 in cui esso è $+0{,}01$, cioè la correlazione è nulla.

È interessante esaminare la relazione tra attività solare e attività magnetica, individuando quest'ultima, piuttosto che mediante indici, mediante le singole tempeste, da cui essa è in gran parte costituita. Risultati importanti sono stati ottenuti suddividendo le tempeste in varie classi e studiando separatamente per le singole classi l'andamento della frequenza di occorrenza nel corso del ciclo solare. Newton e Milsom ([41]), utilizzando le registrazioni magnetiche ottenute a Greenwich-Abinger tra il 1878 e il 1952 (circa 7 cicli solari), hanno diviso le tempeste magnetiche in due classi principali, tempeste intense e tempeste moderate; la divisione fra le due classi è data da una escursione di 60′ in declinazione e 300 gamma in H o in Z. Le tempeste moderate sono state a loro volta suddivise in due sottoclassi, tempeste a inizio brusco (*tempeste s. c.*) e tempeste a inizio graduale (*tempeste non s. c.*). La frequenza percentuale per ogni anno del ciclo solare (ottenuta dalla media sui sette cicli) per ciascuna delle tre categorie di tempeste è stata confrontata con la corrispondente media di R. Il risultato interessante di questo studio

è rappresentato dalla fig. 1.17, la quale mostra che, mentre le curve di frequenza delle tempeste intense e delle tempeste moderate s. c. seguono fedelmente la curva di R, quella delle tempeste moderate non s. c. ha un andamento assai diverso, raggiungendo un massimo solo un paio d'anni dopo il massimo di attività solare, e rimanendo a un livello piuttosto elevato nei successivi anni del ciclo.

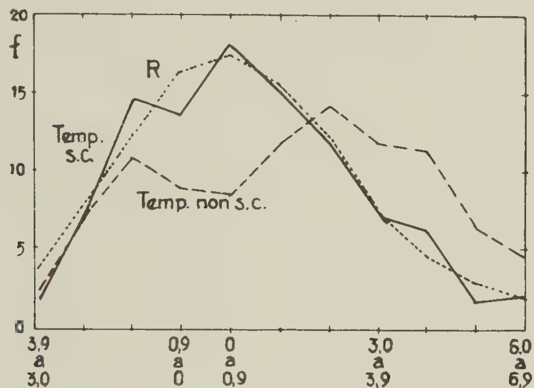


Fig. 1.17. – Frequenza percentuale f delle tempeste s. c. e delle tempeste non s. c. durante il ciclo solare, da 3.9. anni prima del massimo di R a 6.9 anni dopo (secondo Newton e Milsom).

Si profila, da quanto sopra esposto, una distinzione netta tra due classi di tempeste: l'una è piuttosto strettamente collegata con quel complesso di fenomeni solari che costituisce, col suo andamento temporale, il ciclo di attività e che comprende fra le altre manifestazioni anche la formazione dei gruppi di macchie, l'altra sembra quasi indipendente da tali fenomeni. Tale distinzione di origine è accompagnata da una abbastanza chiara distinzione morfologica. Infatti le due classi di tempeste si differenziano: *a*) per il modo di inizio, assai ben definito e preciso per le tempeste intense e s. c. (si noti che la grande maggioranza delle tempeste intense presenta un inizio brusco), graduale o addirittura indefinito per l'altra classe; *b*) la prima classe presenta generalmente in modo chiaro la variazione D_{st}, mentre per la seconda questa è poco evidente; *c*) le tempeste della prima classe hanno durata piuttosto breve, che raramente supera le 48 ore, e hanno spesso una fine abbastanza ben individuabile, mentre quelle della seconda classe tendono a essere più lunghe, alle volte sette od otto giorni, terminano smorzandosi così gradualmente

che è ben difficile individuarne la fine, e sono costituite prevalentemente da larghe fluttuazioni e da un susseguirsi di baie.

Una ulteriore importante distinzione fra le due classi è infine quella che riguarda la tendenza alla ricorrenza di 27 giorni.

1.5.2. *Tendenza alla ricorrenza di 27 giorni.* — I lavori di Maunder e di Chree hanno messo in rilievo, da circa cinquanta anni, che le perturbazioni magnetiche tendono a ricorrere a intervalli di circa 27 giorni, ed anche questo fatto fa pensare ad una connessione tra attività magnetica e solare.

Greaves e Newton ([42]) hanno precisato le caratteristiche di tale tendenza, dimostrando che essa, praticamente nulla per le tempeste più intense, va nettamente aumentando per tempeste via via più deboli.

Ma un risultato più importante è quello ottenuto dai Thellier ([43]), i quali hanno preso in esame tutte le tempeste al di sopra di una determinata soglia di intensità nell'intervallo di tempo 1884-1947, suddividendo-

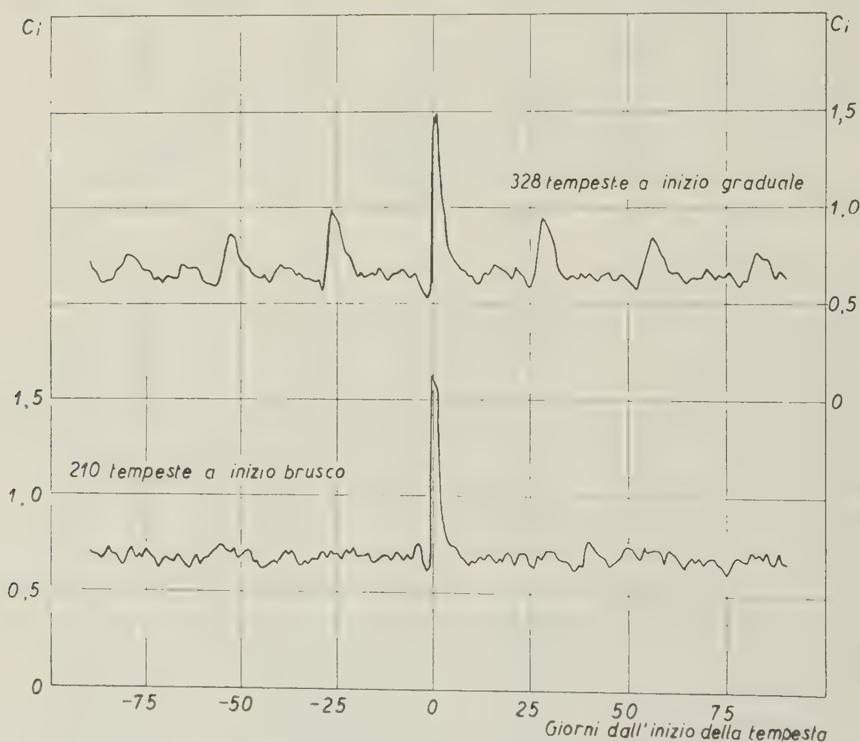


Fig. 1.18. – Tendenza alla ricorrenza per due tipi di tempeste (secondo Thellier e Thellier).

le, in base allo studio dei magnetogrammi di numerosi Osservatori, nelle due classi di tempeste a inizio brusco e tempeste a inizio graduale; complessivamente essi hanno catalogato 210 tempeste della prima classe e 328 della seconda. Mediante il metodo delle epoche sovrapposte applicato separatamente alle due classi, prendendo come giorno 0 il giorno di inizio di ognuna delle tempeste e come indice di attività magnetica caratterizzante ciascun giorno l'indice C_i, i Thellier hanno trovato per le tempeste a inizio graduale nettissime punte di attività magnetica attorno ai giorni ± 27, ± 54 e ± 81, mentre per le tempeste a inizio brusco tali punte erano del tutto assenti (fig. 1.18). È da notare che in questa statistica le tempeste più intense sono risultate tutte a inizio brusco.

Una conferma di questi risultati è stata data da Newton e Milsom nel lavoro già citato ([41]); essi hanno eseguito una statistica analoga a quella dei Thellier per le tempeste già da loro studiate (paragrafo precedente), ma usando, anzichè gli indici C_i, la frequenza delle tempeste. Punte di ricorrenza molto chiare appaiono attorno ai giorni $+27$ e $+54$ per le tempeste a inizio graduale, mentre esse mancano assolutamente per le tempeste intense; per le tempeste moderate a inizio brusco una punta attorno al giorno $+27$ può essere considerata, in base al « t-test », come un risultato casuale.

Rimane con ciò definitivamente assodata l'esistenza di una chiara differenza tra le due categorie di tempeste, ed è quindi giustificato un trattamento separato nell'esame delle loro correlazioni con i fenomeni solari. Conserveremo la denominazione di *tempeste s. c.* e *tempeste non s. c.* per le due categorie, con l'avvertenza però che si tratta semplicemente di una denominazione di comodo: la distinzione tra le due classi viene fatta in base al complesso delle caratteristiche morfologiche e delle connessioni con i fenomeni solari, e la condizione della esistenza di un inizio brusco per l'assegnazione alla prima categoria, per quanto assai importante, come si è visto, non è tuttavia assoluta: non sono infatti rari, anche se relativamente poco numerosi, i casi di tempeste che per la chiara tendenza alla ricorrenza vanno assegnate alla seconda categoria, ma che presentano ugualmente un inizio brusco.

1.5.3. *Andamento annuo.* — L'attività magnetica presenta un altro andamento temporale, che, in linea di principio, non può essere attribuito con certezza ad una causa solare: è l'andamento annuo, di periodo 6 mesi, con massimi attorno agli equinozi.

Una chiara dimostrazione della esistenza e sistematicità di tale andamento è stata data da Bartels ([40]), il quale ha preso in esame l'attività

magnetica, espressa dalla misura u_1, durante i 59 anni dell'intervallo 1872-1930. Classificando gli anni in tre gruppi di forte, media e bassa attività magnetica, comprendenti rispettivamente 20, 19 e 20 anni, e mediando per ciascuno dei tre gruppi i valori medi mensili di u_1, Bartels ha ottenuto le tre curve della fig. 1.19, che mostrano la costanza dell'effetto annuo: i massimi sono, per tutte tre le curve, in marzo o aprile e in ottobre.

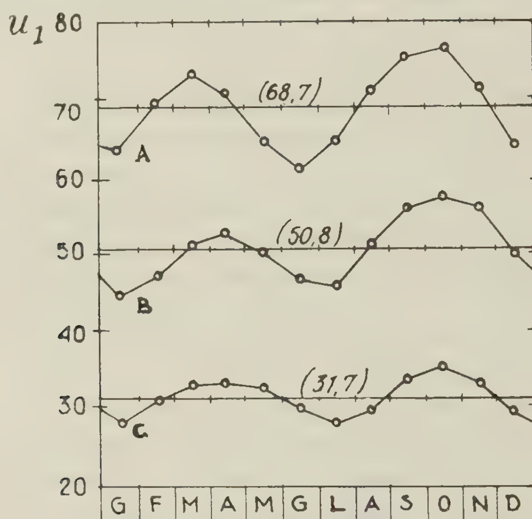


Fig. 1.19 – Andamento annuo dell'attività geomagnetica in anni di forte (A), media (B) e bassa (C) attività (secondo Bartels).

L'ipotesi più immediata che si può avanzare per spiegare l'andamento annuale è che si tratti di un effetto dovuto alle particolari condizioni dell'atmosfera terrestre nei periodi equinoziali (*ipotesi equinoziale*). Ma si può con altrettanta ragionevolezza supporre che si tratti di un effetto solare: infatti l'asse di rotazione del Sole è inclinato di 7°,2 rispetto all'asse dell'eclittica, e la Terra raggiunge la massima latitudine eliografica di 7°,2 Nord e Sud rispettivamente i giorni 7 settembre e 5 marzo. Un effetto solare può essere in tal caso spiegato ammettendo che in queste epoche sia minima la differenza in latitudine eliografica tra la Terra e le regioni solari responsabili dell'attività geomagnetica (*ipotesi assiale*).

Per poter scegliere tra le due ipotesi, Bartels ha effettuato alcuni «tests». Uno di esse consiste nel cercare la relazione tra l'attività magne-

tica u_1 nei due gruppi di mesi Febbraio, Marzo, Aprile e Agosto, Settembre, Ottobre, durante i quali la Terra è alle massime latitudini eliografiche rispettivamente sud e nord, e l'area delle facole fotosferiche dell'emisfero « favorevole ». L'attività è risultata indipendente dal fatto che l'emisfero « favorevole » fosse più o meno ricco di facole dell'emisfero « sfavorevole »; se si considera in qualche modo giustificata la scelta delle facole come regioni responsabili dell'attività geomagnetica (*), tale prova sembrerebbe quindi concludere a favore della ipotesi *equinoziale*, cioè di un effetto terrestre.

Un secondo test è di carattere statistico: dall'analisi armonica della curva dell'andamento annuale per l'intero intervallo 1872-1930 si ottiene, oltre ad un'onda di periodo 12 mesi, poco pronunciata e di incerto significato fisico, un'onda di periodo 6 mesi, con massimi il 5 Aprile e il 4 Ottobre, quindi molto più vicini agli Equinozi che alle date di massima latitudine eliografica della Terra. Con considerazioni statistiche sui dati di osservazione Bartels ha calcolato la probabilità che il massimo (primaverile) cada effettivamente in uno dei tre intervalli, di dieci giorni ciascuno, centrati al 5 Aprile, al 21 Marzo e al 5 Marzo; esse sono rispettivamente $6{,}86 . 10^{-1}$, $9{,}6 . 10^{-2}$ e $2{,}2 . 10^{-5}$. Sembrerebbe quindi esclusa ogni relazione con la data del 5 Marzo (massima latitudine eliografica sud della Terra) e quindi la conclusione sarebbe nuovamente favorevole alla ipotesi equinoziale.

D'altra parte Allen ([44]) ha notato che solo le tempeste ricorrenti, (cioè quelle che noi abbiamo chiamato « tempeste non s. c. ») hanno una frequenza che presenta il caratteristico andamento annuale con i massimi agli equinozi, mentre le tempeste non ricorrenti non presentano tale andamento. Ciò sembra ulteriormente confermato dai risultati di Newton sull'andamento annuale degli s. c. ([23]). Appare quindi piuttosto strana una spiegazione *equinoziale*, cioè terrestre, di un effetto che è particolarmente evidente in tempeste le quali, data la loro caratteristica ricorrenza di 27 giorni, sono evidentemente di origine solare, mentre altre tempeste, ugualmente di origine solare, non sembrano risentire di quell'effetto.

Su recenti interessanti sviluppi di tale problema torneremo in **1.5.5.**

(*) Si noti che Bartels ha scelto le facole fotosferiche per la sola ragione che, al tempo del suo studio, valori medi *mensili*. confrontabili quindi con u_1, computati separatamente per l'emisfero nord e sud del Sole, esistevano solo per l'area delle facole (pubblicati da Maunder). Per l'area delle macchie, esistevano soltanto medie per rotazione solare.

1.5.4. *Tempeste s. c.* — Per quanto è stato illustrato in **1.5.1** e **1.5.2**, si intendono comprese in questa categoria quelle tempeste magnetiche che si possono considerare strettamente dipendenti da qualcuno dei fenomeni solari aventi un andamento temporale analogo a quello delle macchie, e che non presentano una chiara tendenza alla ricorrenza di 27 giorni; l'assegnazione delle singole tempeste a tale categoria non è tuttavia sempre facile, sopratutto attorno al massimo di attività solare.

1.5.4.1. Oltre agli studi sulla correlazione tra attività magnetica e numero di Wolf, di cui si è brevemente parlato in **1.5.1**, sono state cercate le relazioni tra singole tempeste e macchie o gruppi di macchie presenti sul disco solare al momento dell'inizio della tempesta. Dopo i primi lavori di Ellis, di Maunder, di Maurain e di altri, un esame approfondito è stato eseguito per gli anni 1874-1927 da Greaves e Newton ([42, 45]), i quali hanno riconosciuto che la presenza di un grande gruppo di macchie nella regione centrale del Sole al momento dell'inizio di una intensa tempesta magnetica è un fatto che si verifica con maggior frequenza di quanto possa avvenire casualmente. La maggiore associazione si ha per le macchie comprese fra 26° a est e 53° a ovest dal meridiano centrale, cioè in un intervallo di tempo che va da due giorni prima a quattro giorni dopo il passaggio al meridiano centrale; questa asimmetria è stata interpretata come rivelatrice di un ritardo (di circa un giorno) fra la causa solare e l'effetto terrestre, ritardo dovuto al tempo di transito tra il Sole e la Terra dell'agente solare che provoca tale effetto.

La concidenza certamente non casuale tra tempeste magnetiche e macchie solari va gradualmente diminuendo per tempeste via via più deboli e macchie meno estese.

Newton ([46]) ha cercato di precisare le correlazioni, suddividendo tutte le macchie di area maggiore di 500 milionesimi dell'emisfero solare comparse nel periodo 1914-1944 in quattro categorie, a seconda della estensione (area maggiore di 1500 milionesimi, tra 1500 e 1000, tra 1000 e 750, e tra 750 e 500), e applicando il metodo delle epoche sovrapposte all'indice di attività C_i assumendo come giorno 0 il giorno del passaggio delle macchie al meridiano centrale. Come si vede dalla fig. 1.20, solo per le prime due categorie si ha un aumento dell'indice C_i attorno al giorno 0 (per la seconda categoria, comprendente macchie di area tra 1500 e 1000 milionesimi, il massimo è ritardato di due o tre giorni rispetto al giorno del passaggio al meridiano centrale); e tale aumento non è molto cospicuo, raggiungendo C_i un valore di circa 1,0

per la prima categoria (macchie giganti) e di 0,8 per la seconda. Data la forte intensità di molte tempeste, durante le quali l'indice C_i raggiunge valori superiori a 1,5, questo risultato puramente statistico rivela chiaramente che in molti casi la presenza di grosse macchie non è associata a tempeste magnetiche intense. Ciò del resto è dimostrato anche dal precedente lavoro di Greaves e Newton, dal quale risulta che su 23 macchie giganti (del periodo 1874-1927) sette non erano state accompagnate da perturbazioni magnetiche; inoltre risulta pure che, viceversa, alcune delle tempeste più intense erano associate con macchie di area minore.

È quindi molto probabile che la causa solare delle tempeste magnetiche non debba essere cercata puramente e semplicemente nella esistenza di macchie, per quanto di grande estensione. È noto anzi che in qualche caso le macchie possono accompagnare una causa inibitoria delle perturbazioni magnetiche: infatti, oltre al fenomeno della interruzione delle sequenze di tempeste ricorrenti, di cui parleremo più avanti (**1.5.5**), è importante il fatto, messo in luce da Becker ([47]), che il passaggio al meridiano centrale di due macchie, o gruppi di macchie, di analogo stadio di sviluppo, in posizione simmetrica rispetto all'equatore solare, è generalmente accompagnato, dopo due o tre giorni, da una diminuzione della attività magnetica.

1.5.4.2. È stato messo in rilievo da Hale nel 1931 ([48]) che brillamenti solari di importanza eccezionale sono spesso seguiti da tempeste magnetiche a uno o due giorni di distanza (26 ore secondo la statistica di Hale, basata però su solo cinque brillamenti). Newton nel 1943 ([49]) ha esteso lo studio ad un numero maggiore di brillamenti, prendendone in esame 37 di eccezionale intensità, ai quali egli ha attribuito l'importanza 3+ (*). 28 di questi brillamenti si erano verificati nella regione centrale del disco solare, a meno di 45° dal centro del disco; 21 di questi erano seguiti, entro due giorni, da una tempesta magnetica, per lo più di forte intensità. Dei 9 brillamenti non centrali, 5 non erano seguiti da tempeste entro il suddetto intervallo di due giorni, e 4 erano seguiti da tempeste deboli. Newton ne deduceva che in generale brillamenti molto intensi sono seguiti da importanti tempeste magnetiche solo se essi hanno luogo nella parte centrale del disco solare, e che l'intervallo medio di tempo tra brillamento e tempesta è di $21^h,5$. In un successivo lavoro del 1951, Newton e Jackson ([50]) hanno ottenuto per questo intervallo il valore di $17^h,5$.

(*) Vedi Appendice **A.2**.

Si può quindi tentare di attribuire in generale ai brillamenti la causa delle tempeste, il che permetterebbe di spiegare i casi di mancata corrispondenza tra il passaggio di grosse macchie al meridiano centrale e il verificarsi di una tempesta magnetica con l'assenza di brillamenti

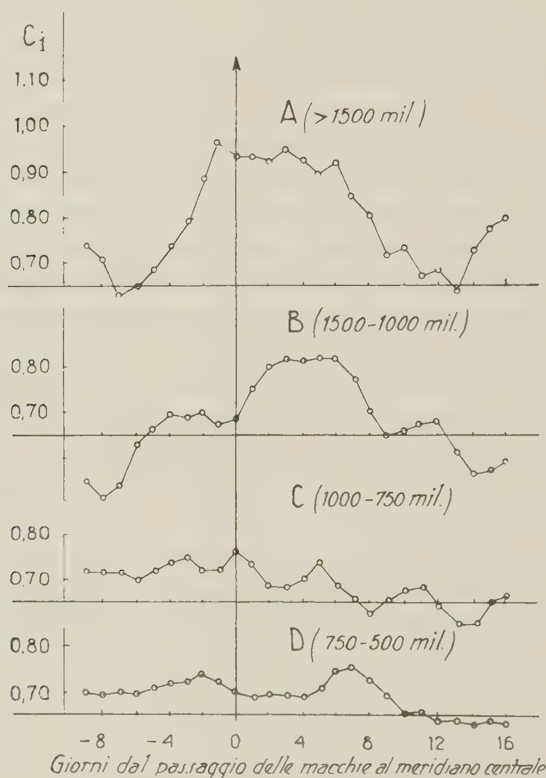


Fig. 1.20. – Relazione tra attività geomagnetica e passaggio al meridiano centrale del Sole delle macchie di differente area (secondo Newton).

nei pressi di tali gruppi di macchie. Tale ipotesi è stata esaminata da Newton con due metodi.

Col primo ([51]) egli ha cercato, in analogia col suo studio precedente, la corrispondenza tra tempeste magnetiche e brillamenti, oltre che di importanza 3+, anche di importanza 3 e 2. Ne è risultato che mentre i brillamenti 3+ sono in media seguiti, come si è visto sopra, da un forte aumento di attività magnetica, i brillamenti di importanza 3 dànno

luogo statisticamente solo ad un lieve aumento, e quelli di importanza 2 non sembrano influire, in media, sull'attività magnetica.

Col secondo procedimento, più indiretto ([46]), Newton ha applicato il metodo delle epoche sovrapposte agli indici C_i, assumendo questa

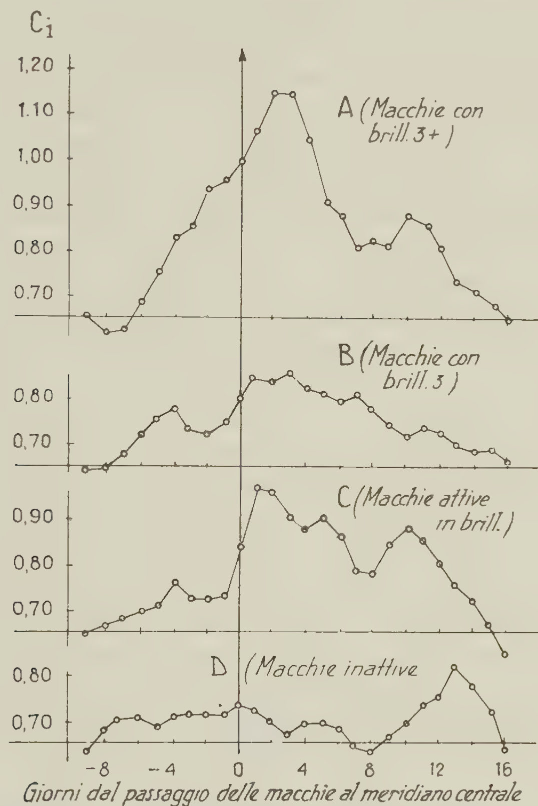


Fig. 1.21. – Relazione tra attività geomagnetica e passaggio al meridiano centrale del Sole delle macchie con differente attività in brillamenti (secondo Newton).

volta come giorno 0 il giorno del passaggio al meridiano centrale del Sole dei gruppi di macchie (25 nel periodo 1908-44) in cui si era verificato almeno un brillamento di importanza 3+. Anche se l'area media di tali macchie è minore di quella della prima categoria precedentemente da Newton considerata (macchie giganti di area maggiore di 1500 milionesimi, fig. 1.20 A), l'effetto del loro passaggio al meridiano centrale sugli indici C_i è maggiore (fig. 1.21 A): il massimo valore di C_i supera 1,1, e

viene raggiunto due giorni dopo il giorno 0. L'analogo esame per le macchie in cui si era verificato almeno un brillamento di importanza 3, (fig. 1.21 B), la cui area media è risultata di 643 milionesimi, mette in luce un effetto molto più piccolo, anche se importante rispetto all'effetto nullo delle macchie scelte col semplice criterio dell'area (fig. 1.20 D).

La stessa statistica viene applicata da Newton alle macchie divise in due categorie: macchie con attività di brillamenti doppia del normale, e macchie con attività metà del normale, il livello normale per ogni macchia essendo determinato da una relazione empirica, proposta da Giovanelli ([52]), tra l'area della macchia e il numero probabile di brillamenti di qualsiasi importanza occorrenti nella sua regione. L'area media risulta praticamente uguale per le due categorie, e di poco superiore ai 500 milionesimi; tuttavia per la categoria delle macchie attive in brillamenti si ha un effetto sull'indice C_i assai notevole e addirittura maggiore che per le macchie con brillamenti di importanza 3, mentre per la categoria delle macchie inattive l'effetto è nullo (fig. 1.21 C e D).

Prima di interpretare i precedenti risultati, è necessario accennare a quelli di Allen ([44]) il quale, cercando le relazioni tra gli inizi bruschi, seguiti o meno da tempeste, e i brillamenti di importanza 3 durante il periodo di alta attività solare 1936-40, aveva trovato che gli inizi bruschi presentavano un massimo di frequenza proprio nel giorno del brillamento (in realtà nella curva da lui tracciata compare anche un massimo secondario tre giorni dopo il brillamento); un forte massimo di frequenza si ha invece tre giorni dopo il passaggio al meridiano centrale delle macchie di area superiore a 600 milionesimi. Da ciò Allen è portato a dubitare di una relazione generale diretta tra brillamenti e inizi bruschi, e ad attribuire invece maggiore importanza alla correlazione tra gli inizi bruschi e le macchie in sè stesse; solo per le tempeste più intense Allen ritiene attendibile cercare una causa nei brillamenti di importanza 3 e 3+.

Da quanto sopra esposto si può concludere che, mentre la grande maggioranza dei brillamenti di importanza 3+, cioè eccezionali, è seguita da tempeste magnetiche, per quelli di importanza 3 solo una frazione notevolmente minore ha analogo effetto, e la percentuale diminuisce ulteriormente per i brillamenti di importanza inferiore. Si noti però che in un intervallo di tempo di lunghezza considerevole il numero totale dei brillamenti di importanza 1 e 2 è di gran lunga maggiore di quelli 3 e 3+. I risultati di Newton rappresentati in fig. 1.21 sembrerebbero dunque costituire un elemento favorevole alla ipotesi dei brillamenti come causa delle perturbazioni geomagnetiche. Infatti la curva C della fig. 1.21 mostra che, *statisticamente*, il passaggio al meridiano centrale delle

macchie molto attive in brillamenti, qualunque sia la loro importanza, è accompagnato da un aumento dell'attività magnetica (aumento maggiore che per la curva B).

Tale curva tuttavia è suscettibile di due interpretazioni diverse e sostanzialmente contrastanti: *a*) dato il maggior numero di brillamenti, è anche maggiore il numero delle perturbazioni magnetiche associate alle macchie attive, anche se solo una piccola frazione di tutti i brillamenti è magneticamente efficace; ciò sembra inoltre suggerire che anche i brillamenti di importanza inferiore a 3 possono essere causa di tempeste magnetiche; *b*) la forte frequenza di brillamenti è solo un indice di una proprietà delle macchie, o meglio dei centri di attività in cui quelle macchie si formano, proprietà la quale fa sì che il passaggio di tali centri al meridiano centrale provochi, a uno o due giorni di distanza, una perturbazione geomagnetica; in altre parole l'efficacia geomagnetica sarebbe una proprietà del centro di attività, e non dei brillamenti in sé stessi.

1.5.4.3. Un importante contributo allo studio delle relazioni tra attività solare e attività geomagnetica è stato dato, a questo punto, dalle ricerche sulla emissione radioelettrica del Sole.

Come è noto, alla radioemissione continua del Sole *calmo* si sovrappone spesso, sopratutto nel campo delle onde metriche, una emissione intermittente e complessa, che alle volte, per una determinata banda di frequenze, può superare di un fattore mille l'intensità della radiazione di quiete. Mediante metodi interferometrici le sorgenti di tale emissione irregolare sono state localizzate nei centri di attività solare.

Non tutti i centri di attività sono fonte di emissione radioelettrica: se si classificano tali centri secondo la loro importanza, basata sulle proprietà ottiche, si trova che l'emissione radioelettrica di frequenza dell'ordine di 100 o 200 MHz ha luogo quasi esclusivamente dai centri di importanza maggiore; tuttavia anche una notevole percentuale di questi centri importanti non emette radioonde (come pure le maggior parte dei centri di importanza minore).

Dato che le manifestazioni più appariscenti di un centro di attività sono le macchie, il fatto ora citato porta a suddividere queste ultime in due classi, a seconda delle proprietà radioelettriche, e cioè macchie radioelettricamente attive e macchie radioelettricamente inattive.

Allen ha riconosciuto nel 1947 ([53]) una certa correlazione tra attività radioelettrica solare e attività geomagnetica. Denisse ([54]) studia più a fondo la questione, cercando la correlazione tra macchie e attività

geomagnetica con gli stessi metodi usati da Newton, ma classificando le macchie appunto secondo le loro proprietà radioelettriche, e precisamente secondo la emissione di radiazione di frequenza 158 MHz.

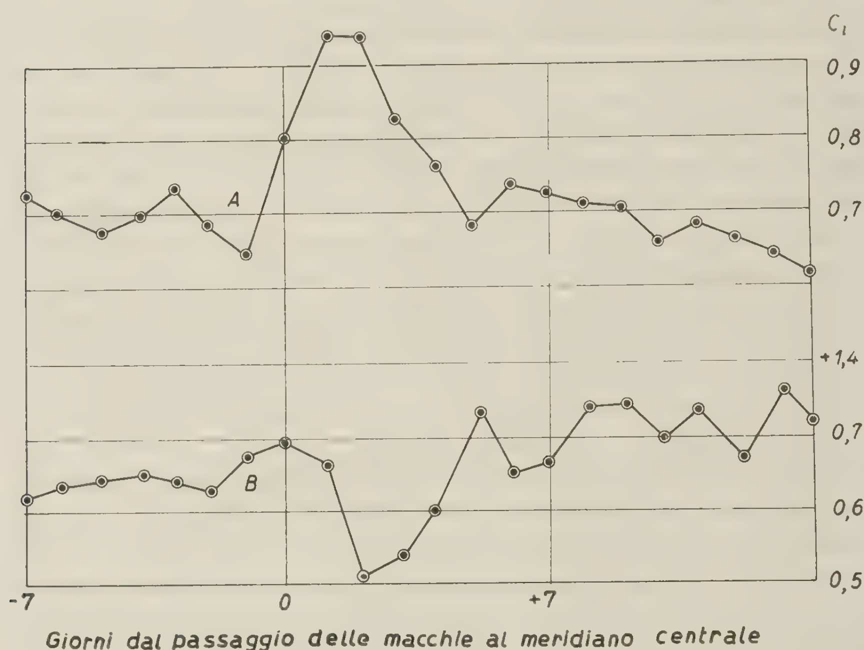


Fig. 1.22. – Relazione tra attività geomagnetica e passaggio al meridiano centrale del Sole delle macchie radioelettricamente attive (A) e radioelettricamente inattive (B) (secondo Denisse).

In mancanza di sufficienti dati interferometrici per la individuazione dei centri radioemittenti, Denisse fa uso, per la classificazione delle macchie del periodo 1948-50, della forte proprietà direttiva della radioemissione: la radiazione che giunge sulla Terra da un centro attivo è massima al passaggio della regione al meridiano centrale, e la sua intensità è già dimezzata per una distanza dal meridiano di poco più di un giorno ([55]). Attribuendo a ciascun giorno un certo indice S di attività radioelettrica, esprimibile con i numeri interi da 0 a 6, il quale tiene conto sia della intensità che dell'agitazione della radioemissione, Denisse chiama radioelettricamente attivo un centro di attività, quando l'indice S assume un valore uguale o maggiore di 4 almeno una volta nell'intervallo di cinque giorni avente come giorno centrale quello del passaggio della

suddetta regione al meridiano centrale del Sole; in caso contrario il centro viene considerato radioelettricamente inattivo.

Applicando il metodo delle epoche sovrapposte all'indice C_i per i due tipi di centri, col giorno 0, come al solito, coincidente con quello del passaggio del centro al meridiano, Denisse ottiene l'importante risultato che le macchie, o centri, radioelettricamente attive danno luogo ad un netto aumento di attività geomagnetica, con un massimo uno o due giorni dopo il passaggio al meridiano, mentre la classe inattiva mostra una tendenza ad una diminuzione dell'indice C_i (fig. 1.22). È interessante il confronto con le curve di Newton, da cui risulta come solo la curva A di fig. 1.21, cioè quella relativa alle macchie con brillamenti di importanza 3 +, abbia un massimo superiore a questo, mentre la curva C di fig. 1.21 è molto simile, per l'ampiezza e in parte anche per la forma, alla curva di Denisse per i centri attivi. Tale risultato sarebbe valido solo per le tempeste s. c.: Denisse infatti afferma che le tempeste ricorrenti a inizio graduale non corrispondono ad alcuna attività radioelettrica.

L'attività radioelettrica delle macchie è dunque un fattore importante per la produzione di tempeste magnetiche. Ciò è stato confermato da Simon ([56]), il quale, mediante il metodo di Newton, ha preso in esame, per il periodo 1947-54, le macchie in cui erasi verificato almeno un brillamento di importanza 3 o 3+, suddividendolo però nelle due classi di macchie radioelettricamente attive e inattive, denominate rispettivamente R e Q; col solito metodo delle epoche sovrapposte, e usando l'indice K_p anzichè l'indice C_i, Simon trova che la curva relativa alle macchie R presenta un forte massimo al giorno +1 (un giorno dopo il passaggio al meridiano), mentre quella relativa alle macchie Q non dà luogo ad alcun aumento di attività magnetica; è da notare che la distribuzione temporale dei brillamenti durante il passaggio delle macchie sul disco solare è sensibilmente uguale per le due classi, per cui le due curve sono direttamente confrontabili (fig. 1.23).

Ancora più significativo sembra il fatto che, suddividendo le macchie nelle due classi ricche di brillamenti e povere di brillamenti, con un criterio simile, anche se non uguale, a quello usato da Newton, e dividendo poi ognuna delle due classi in due ulteriori categorie, a seconda che si tratti di macchie R o di macchie Q, Simon trova che un aumento di attività magnetica si ha solo al passaggio al meridiano centrale delle macchie R, siano o non siano attive in brillamenti; le macchie Q, invece, attive e non attive in brillamenti, non dànno luogo, al loro passaggio al meridiano, ad alcun aumento di attività geomagnetica.

In un successivo lavoro Simon ([57]), con lo stesso materiale di osservazione precedentemente trattato, cerca, sempre mediante il metodo delle epoche sovrapposte, le relazioni dirette tra brillamenti di importanza 3 e 3+ e attività geomagnetica, e ritiene raggiunte le seguenti conclusioni: *a*) solo i brillamenti che hanno luogo su di una macchia,

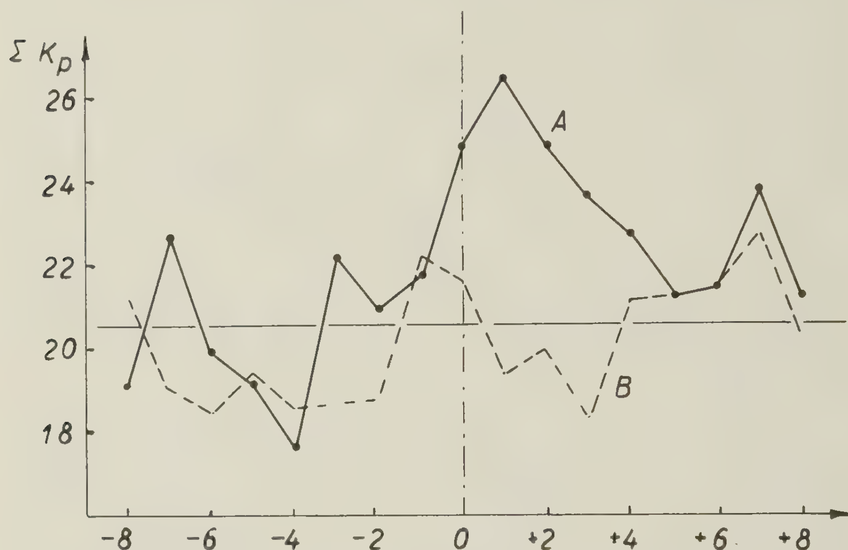


Fig. 1.23. – Relazione tra attività geomagnetica e passaggio al meridiano centrale del Sole delle macchie con brillamenti 3 + radioelettricamente attive (A) e radioelettricamente inattive (B) (secondo Simon).

o gruppo di macchie, *R* possono produrre un aumento di attività geomagnetica; *b*) tra questi brillamenti sono magneticamente efficaci sopratutto quelli che hanno luogo proprio nel giorno, da lui chiamato giorno *R*, in cui effettivamente l'indice *S* di Denisse uguaglia o supera il valore di 4; *c*) l'attività geomagnetica associata a tali brillamenti non è tuttavia quella caratteristica delle tempeste a inizio brusco, con un ritardo medio di uno o due giorni rispetto al fenomeno solare ritenuto come causa, ma un'attività che ha il suo massimo nello stesso giorno del brillamento; *d*) l'attività geomagnetica a inizio brusco appare invece associata al passaggio al meridiano centrale del Sole, circa due giorni prima, delle macchie radioelettricamente attive.

In realtà queste conclusioni sono il frutto della interpretazione che Simon dà alle curve da lui ottenute (fig. 1.24 e 1.25), interpretazione che non è sempre immediata, e che anzi a volte appare un poco forzata.

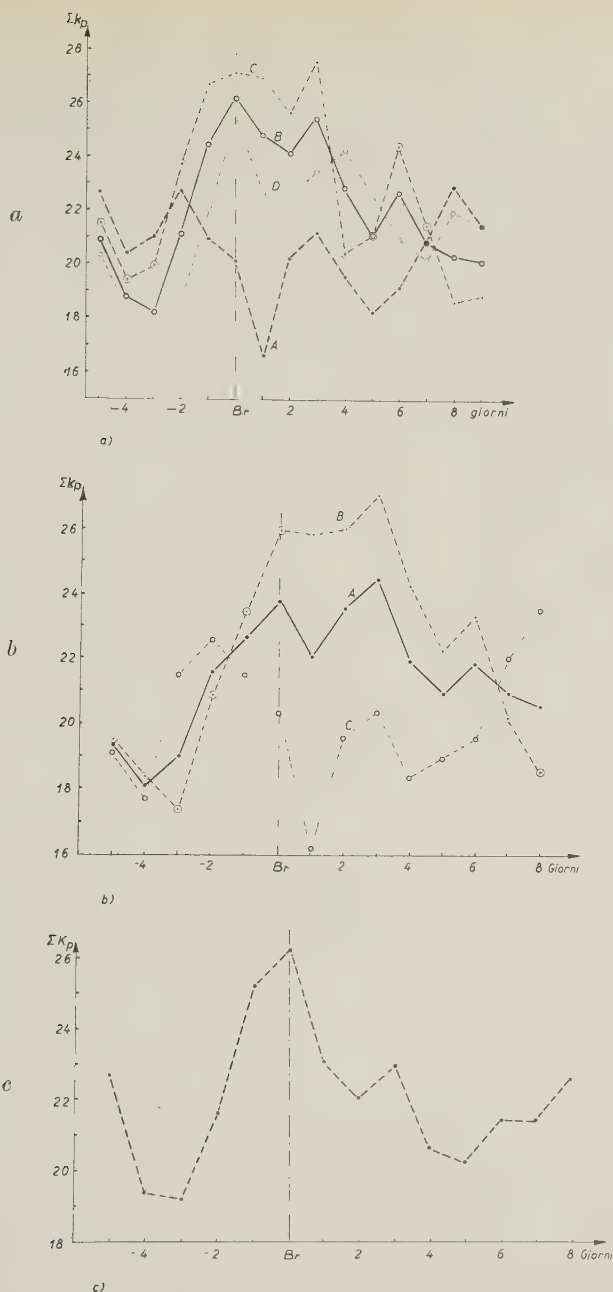


Fig. 1.24. – Attività geomagnetica attorno al giorno (*Br*) di un brillamento di importanza 3 o 3+ (secondo Simon).

a) A: Brillamenti su macchie *Q*; B: brillamenti su macchie *R*; C: brillamenti su macchie *R* in giorni *R*; D: brillamenti su macchie *R* in giorni *Q*.

b) Brillamenti nella parte centrale del disco solare (a meno di 45° dal meridiano centrale). A: brillamenti complessivi; B: brillamenti su macchie *R*; C: brillamenti su macchie *Q*.

c) Brillamenti non centrali (a più di 45° dal meridiano centrale).

Dalle curve così come esse appaiono, senza un esame approfondito dei singoli eventi compresi nella statistica (brillamenti, passaggio al meridiano dei singoli gruppi), si potrebbe affermare, con una diversa interpretazione, che, se le due conclusioni (*a*) e (*b*) sono molto evidenti, non lo è altrettanto la (*c*); più immediata sembrerebbe la seguente diversa conclusione: anche una notevole percentuale dei brillamenti di importanza 3 e 3+ delle macchie *R* è magneticamente inefficace, e i brillamenti di questa importanza si verificano spesso in regioni solari molto attive, le quali hanno già provocato in precedenza una intensa attività geomagnetica; in tali condizioni un brillamento 3 o 3+ con effetto geomagnetico dà luogo ad una recrudescenza della perturbazione magnetica con un massimo dopo tre giorni, visibile nelle curve di fig. 1.24 *a* e *b*, mentre un brillamento della stessa importanza ma inefficace tende a essere seguito da una diminuzione di attività, che non rappresenta altro che il graduale estinguersi delle tempeste magnetiche già in corso, le quali statisticamente, nel materiale usato da Simon, raggiungono il massimo di intensità proprio nel giorno in cui si verificano i brillamenti; è necessario aggiungere che tale interpretazione delle curve di Simon sembra richiedere una cospicua proprietà direzionale dell'azione geomagnetica dei brillamenti 3 e 3+ (fig. 1.24 *b* e *c*).

Quanto alla conclusione (*d*), anch'essa sembra abbastanza evidente (fig. 1.25 *a*), ma non in contraddizione con l'ipotesi che i brillamenti siano la causa degli inizi bruschi; la fig. 1.25 *b* infatti presenta due massimi di frequenza degli inizi bruschi, uno dei quali due giorni dopo il brillamento.

Tutto ciò farebbe pensare alla possibilità di due cause diverse delle perturbazioni magnetiche: l'una sarebbe da attribuirsi a fenomeni improvvisi e di breve durata come i brillamenti, l'altra ad una proprietà fisica peculiare di un centro di attività solare (vedi anche la interpretazione a pag. 341 della curva C di fig. 1.21). Occorre tuttavia osservare che, ammessa la proprietà direzionale dell'azione dei brillamenti, e ammessa inoltre la possibilità che anche numerosi brillamenti di importanza inferiore a 3 siano magneticamente efficaci, l'affermare che una perturbazione geomagnetica è dovuta al passaggio al meridiano centrale del Sole di un gruppo di macchie attive (anche dal punto di vista della emissione radioelettrica) è equivalente ad affermare che essa è provocata da un brillamento, eventualmente sfuggito alla osservazione, verificatosi in quel gruppo di macchie in vicinanza del meridiano; questa considerazione, tuttavia, si può anche invertire, e ciò mette in luce la difficoltà di scelta tra le due cause di perturbazione magnetica, a meno che future osservazioni non permettano di escluderne con certezza una.

In ogni caso, qualunque siano le interpretazioni che si vogliano dare ai risultati statistici di Simon, essi, insieme a quelli di Denisse, sembra abbiano chiaramente messo in evidenza che la causa delle tempeste magnetiche s. c. debba ricercarsi in regioni solari che siano caratterizzate, oltre che da manifestazioni ottiche come macchie, intense regioni facolari e brillamenti, anche da intensa emissione radioelettrica.

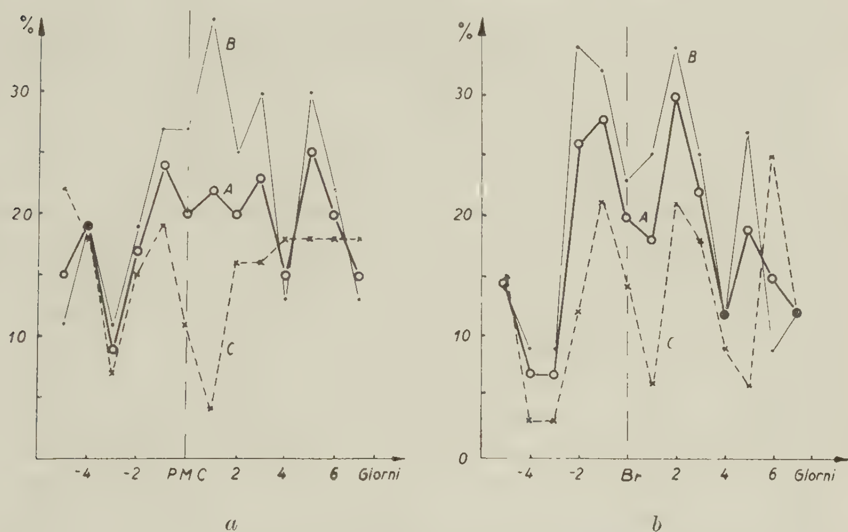


Fig. 1.25. – Relazione tra frequenze percentuali degli inizi bruschi e:
a) passaggio al meridiano centrale delle macchie con brillamenti di importanza 3;
b) brillamenti di importanza 3. A: macchie o brillamenti complessivi; B: macchie R o loro brillamenti; C: macchie *Q* o loro brillamenti (secondo Simon).

I lavori di Denisse e di Simon hanno messo in luce una correlazione tra l'attività geomagnetica e una certa grandezza, l'indice *S* di Denisse, che esprime piuttosto genericamente l'attività radioelettrica del Sole. Le numerose e approfondite ricerche svolte nell'ultimo decennio sulla radioemissione solare hanno permesso di precisare molte delle sue caratteristiche; in particolare Dodson, Hedeman e Owren ([58]) hanno messo in rilievo, tra i numerosi altri fenomeni particolari di tale radiazione, l'esistenza di un caratteristico tipo di radioemissione, attorno alla frequenza di 200 MHz. Tale emissione si manifesta con un improvviso aumento del flusso radioelettrico, che può raggiungere punte assai elevate e che ha una durata di alcuni minuti; questo fenomeno è stato chiamato *burst*, o meglio *major burst* (o *outburst*) per distinguerlo da fenomeni

analoghi ma di minore intensità e durata, ed è spesso, ma non sempre, seguito da un secondo aumento di flusso, questa volta però più graduale e di durata assai più lunga. Questi *outbursts* sembrano tutti contemporanei a brillamenti, ed è quindi naturale associarli con essi; non sembra che vi sia alcuna chiara relazione tra l'importanza del brillamento e l'occorrenza di un *outburst:* questo infatti può essere associato sia a un brillamento di importanza 3 come a un brillamento di importanza 1. Se i *major bursts* sono sempre associati a un brillamento, non è vero però il contrario: la percentuale dei brillamenti accompagnati da tali eventi di radioemissione è anzi piuttosto bassa.

Nel corso dello studio citato Dodson e collab. avevano notato che i brillamenti accompagnati da un *major burst* durante la loro prima fase, cioè prima del massimo di intensità, erano molto spesso seguiti, a qualche giorno di distanza, da tempeste magnetiche a inizio brusco. In un successivo lavoro Dodson e Hedeman ([59]) hanno eseguito, per il periodo dal Gennaio 1949 all'Aprile 1956, uno studio statistico della relazione tra i brillamenti accompagnati da *major bursts* nella loro prima fase (da loro chiamati *Major Early Bursts*, M. E. B.) e le tempeste magnetiche. In tale periodo sono stati osservati più di 3000 brillamenti, di cui 115 certamente accompagnati da M. E. B.; di questi ultimi brillamenti il 20% era di importanza 3, e il 24% di importanza 2 e il 56% di importanza 1 o 1+. Ben 106 di tali brillamenti, cioè il 92%, sono stati seguiti da una perturbazione magnetica, generalmente a inizio brusco, entro quattro giorni dal loro verificarsi. È da notare però che non si tratta sempre di singole tempeste magnetiche seguenti i singoli eventi solari, in quanto in molti casi due o più brillamenti del tipo in esame precedono, entro il suddetto intervallo di tempo di quattro giorni, la stessa tempesta; in tali casi, nella ipotesi di una effettiva relazione causale tra brillamenti e tempeste, non è praticamente possibile individuare a quale brillamento vada attribuita la tempesta. Fra i 115 eventi solari, seguiti complessivamente da 81 tempeste separate, Dodson e Hedeman identificano 68 casi chiari di associazione tra singoli brillamenti e tempeste, cioè il 59%. Il numero di tali associazioni è di gran lunga maggiore che per una coincidenza casuale.

Applicando inoltre il metodo delle epoche sovrapposte agli indici K_p e A_p (fig. 1.26), Dodson e Hedeman trovano un rapido aumento dell'attività magnetica dopo un brillamento con M. E. B., col massimo il terzo giorno dopo l'evento; i brillamenti di importanza 3 dànno luogo a un massimo di ampiezza maggiore dei brillamenti di importanza 1 e 2. Un confronto tra i brillamenti di importanza 3 e 3+ accompagnati da M. E. B., e

quelli della stessa importanza certamente non associati a eventi radioelettrici, mostra una chiarissima differenza tra le due categorie: i primi sono seguiti da un forte aumento di attività geomagnetica, gli altri invece sembrano dare luogo ad una diminuzione.

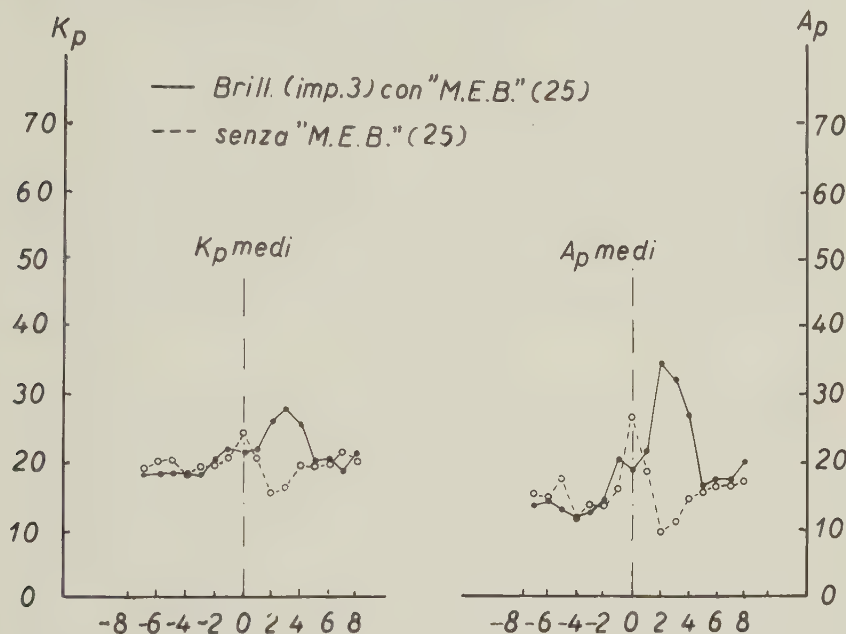


Fig. 1.26. – Relazione tra attività geomagnetica e brillamenti con e senza M. E. B. (secondo Dodson e Hedeman).

L'intervallo di tempo medio tra i brillamenti con M. E. B. e la successiva tempesta magnetica risulta di due giorni e mezzo, più lungo di quanto generalmente assunto sulla base dei lavori di Hale e di Newton (20-24 ore). La posizione del brillamento sul disco solare non sembra avere influenza sulla occorrenza delle tempeste, ma solo sulla loro intensità: i brillamenti nella zona centrale del disco solare hanno una maggiore probabilità di essere seguiti da tempeste intense.

Sembra dunque di poter concludere che un'alta percentuale dei brillamenti accompagnati da un evento solare del tipo M. E. B. appare come causa diretta delle tempeste magnetiche di tipo s. c. Ai fini di una completa conoscenza delle relazioni tra attività solare e attività geomagnetica sarebbe tuttavia necessario sapere se essi ne sono anche

l'unica causa; occorrerebbe cioè investigare se tutte le tempeste magnetiche s. c. sono precedute da un brillamento del tipo suddetto. Tale ricerca presenta notevoli difficoltà, poichè molti brillamenti possono sfuggire alla osservazione diretta, e quindi una conclusione sicura in questo senso non sembra finora possibile. Tuttavia, anche in mancanza di dati solari completi, Dodson e Hedeman hanno cercato delle indicazioni considerando il numero complessivo delle tempeste durante l'intervallo 1949-1956 da loro studiato. In tale periodo di tempo si sono avute sulla Terra 378 tempeste magnetiche, di cui 150 di tipo ricorrente a inizio graduale e 228 di tipo s. c. Considerando che di 3000 brillamenti osservati nello stesso intervallo solo 115 erano associati con M. E. B. in modo sicuro, e tenendo conto che un certo numero di altri casi può essere sfuggito all'osservazione, si può concludere che il numero delle tempeste s. c. è dello stesso ordine di grandezza del numero dei brillamenti con M. E. B., il che è una indicazione abbastanza favorevole alla unicità della causa delle tempeste.

Quanto alla ipotesi che le tempeste magnetiche siano invece un effetto solo del passaggio delle macchie radioelettricamente attive al meridiano centrale del Sole (vedi pag. 346), Dodson e Hedeman mostrano che essa in realtà non sembra molto fondata. Infatti prendendo in esame le 77 regioni attive del Sole in cui si sono verificati i 115 brillamenti considerati, e applicando il metodo delle epoche sovrapposte agli indici K_p nei giorni attorno al passaggio di tali regioni al meridiano centrale, si ottiene effettivamente una curva con un massimo tre o quattro giorni dopo tale passaggio, il che è in accordo con i risultati di Newton, Denisse e Simon; ma tale curva coincide quasi esattamente (fig. 1.27) con una curva calcolata nelle ipotesi: *a*) che le perturbazioni magnetiche siano dovute ai brillamenti con M. E. B., li seguano con un ritardo di $2\frac{1}{2}$ giorni, e abbiano un andamento degli indici K_p che è quello dedotto mediando gli andamenti dei K_p di numerose tempeste magnetiche; *b*) che i punti in cui si sono verificati i brillamenti siano distribuiti uniformemente sul disco solare; *c*) che i brillamenti abbiano una efficacia doppia nella regione centrale del Sole, da 33,5° a est a 33,5° a ovest del meridiano centrale.

Di conseguenza la asserita dipendenza dell'attività magnetica dal passaggio al meridiano dei centri attivi, apparirebbe semplicemente come un risultato statistico della distribuzione dei brillamenti sul disco solare e dell'andamento tipico dell'attività magnetica durante una tempesta.

I risultati di Dodson e Hedeman sono stati sostanzialmente confermati dai lavori di Sinno ([60, 62]) e di Hakura ([61]), secondo i quali, tuttavia, la caratteristica fondamentale dei brillamenti responsabili delle tempeste

magnetiche non sarebbe costituita dai M. E. B., cioè dai *major bursts* durante la prima fase del brillamento, ma piuttosto da quegli *outbursts* di bassa frequenza (attorno ai 200 MHz), che, dopo il primo improvviso aumento di flusso, ne presentano un secondo più graduale e più lungo (vedi pag. 348 e citazione ([58])).

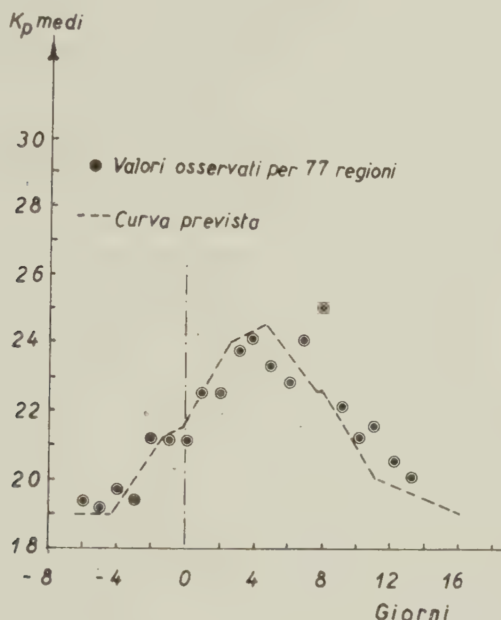


Fig. 1.27. – Relazione tra attività geomagnetica e passaggio al meridiano centrale di 77 regioni attive in brillamenti con M. E. B. (secondo Dodson e Hedeman).

1.5.4.4. In conclusione si può affermare che l'origine delle tempeste s. c. è da ricercarsi in improvvisi eventi solari del tipo dei brillamenti accompagnati da forte radioemissione, in conseguenza o in concomitanza dei quali si produce, probabilmente, una emissione di corpuscoli di velocità dell'ordine di 1000 km/sec i quali possono raggiungere la Terra dopo uno o due giorni. Il fatto che, come si è visto in **1.5.4.3**, si possono riscontrare tempeste magnetiche anche in corrispondenza a brillamenti molto distanti dal meridiano centrale del Sole, induce a ritenere che i fasci di particelle emessi possono avere un'apertura angolare anche assai notevole.

Allo stato attuale delle nostre conoscenze sulle relazioni tra tempeste magnetiche s. c. e attività solare, è prevedibile che le future ricerche si orienteranno sullo studio approfondito delle caratteristiche dei *bursts* di radioemissione, in particolar modo del loro spettro.

Basandosi sulle proprietà di quest'ultimo, Wild ([63]) aveva suddiviso i *bursts* in tre tipi, di cui i più importanti per il nostro studio sono il tipo II e, in parte, il tipo III. Il tipo II è costituito da *outbursts*, generalmente molto intensi e della durata di alcuni minuti, il cui spettro si sposta gradatamente dalle alte alle basse frequenze, con una variazione di circa 0,2 MHz al secondo. Appartengono al tipo III quei *bursts*, generalmente più deboli dei precedenti e di durata da frazioni di secondo a circa un minuto, il cui spettro presenta, come quelli, uno spostamento verso le basse frequenze, ma molto più rapido (circa 20 MHz al secondo); essi compaiono spesso isolati o a gruppi, all'inizio di un brillamento, e sono eventi assai più frequenti di quelli del tipo II. La variazione di frequenza è stata interpretata come uno spostamento della sorgente di radioemissione verso livelli dell' atmosfera solare sempre più elevati; per il tipo II la velocità di spostamento è di 500-1000 km/sec, per il tipo III dell'ordine dei 30.000 km/sec.

Boischot ([64]) ha individuato un tipo IV, costituito da un forte aumento di flusso su una larga banda di frequenza, della durata di alcune decine di minuti e anche di alcune ore, generalmente seguente i grossi *outbursts* concomitanti ai brillamenti; con grande probabilità questo tipo è sistematicamente da identificarsi con la «seconda parte» che, secondo la classificazione della Dodson (su frequenza singola), segue sovente gli *outbursts*.

Il tipo II è assai interessante, perchè si ritiene possa essere dovuto a fasci di particelle che, attraversando l'alta cromosfera e la corona a velocità dell'ordine dei 1000 km/sec, producono oscillazioni del plasma a radiofrequenza; la velocità delle particelle è proprio quella richiesta per spiegare il ritardo tra brillamenti e inizi delle tempeste magnetiche. Questo punto di vista è in armonia con i risultati di Dodson e Hedeman, nella ipotesi che i loro M. E. B. siano tutti del tipo II.

I lavori di Sinno e Hakura già citati, tuttavia, pur confermando la relazione tra tempeste magnetiche e *outbursts* di radioemissione, tendono a far pensare al tipo IV, piuttosto che al tipo II, come responsabile delle perturbazioni geomagnetiche. Recentissime ricerche di McLean ([65]) e di Simon ([66]) che, col metodo delle epoche sovrapposte, hanno messo in relazione l'attività geomagnetica con i *bursts* di tipo II e di tipo IV esattamente identificati dal loro spettro, sembrano portare una precisa

conferma alle conclusioni di Sinno e Hakura, attribuendo chiaramente al tipo IV la causa delle tempeste magnetiche.

Questi risultati attendono naturalmente di essere confermati ulteriormente da statistiche basate su un maggior numero di eventi; è ormai indubbio, comunque, che per l'indagine approfondita delle correlazioni fra attività solare e attività geomagnetica, o anche semplicemente per lo scopo pratico di una previsione sufficientemente sicura delle perturbazioni geomagnetiche e ionosferiche (v. cap. 3), e quindi dei disturbi nelle radiocomunicazioni, diviene necessario l'uso di radiospettrometri.

1.5.5. *Tempeste non s. c.* Abbiamo fin qui discusso quelle tempeste magnetiche che mostrano una stretta correlazione con i centri di attività solare; abbiamo tuttavia chiaramente constatato in **1.5.1** e **1.5.2** che esiste una seconda categoria di tempeste, evidentemente indipendenti da tali centri. Queste tempeste sono facilmente riconoscibili verso il minimo dell'attività solare, quando per lunghi periodi di tempo il Sole non presenta alcuna traccia di attività.

1.5.5.1. Bartels [40], considerando il basso valore del coefficiente di correlazione tra attività magnetica e macchie solari, aveva avanzato l'ipotesi che le tempeste magnetiche avessero la loro origine in regioni perturbate dal Sole, da lui dette *regioni M*, non necessariamente coincidenti con le macchie o con zone caratterizzate da altri fenomeni visibili. Ora, da quanto visto nei paragrafi precedenti, possiamo dire che i centri di attività solare possono effettivamente spiegare una parte delle tempeste magnetiche, ma che per la seconda categoria di tempeste sono necessarie altre ipotesi, per es. quella delle regioni M.

Per tentare di individuare tali regioni, è necessario studiare il comportamento dell'attività geomagnetica ad esse attribuibile.

Come si è già visto, una caratteristica delle tempeste non s. c. è l'aspetto morfologico generalmente diverso da quelle s. c., in particolar modo per la frequente assenza di un inizio netto e di un deciso andamento D_{st}; un'altra caratteristica importante è poi la tendenza alla ricorrenza.

Questa tendenza si manifesta in *sequenze* di perturbazioni rinnovantisi ogni 27 giorni circa, cioè una rotazione solare dopo la perturbazione precedente. Tali sequenze sono particolarmente evidenti negli ultimi anni del ciclo solare, e possono essere assai lunghe. Chapman e Bartels [1] citano alcune sequenze durate più di 13 rotazioni consecutive, una delle quali può essere chiaramente seguita dal Dicembre 1929 al Marzo 1931, cioè per 17 rotazioni; più recentemente Bhargava e Naqvi [67] hanno individuato, nello scorcio dell'ultimo ciclo 1944-54, due lunghe sequenze,

una delle quali, iniziata l'11-12 Luglio 1950, era ancora esistente nel Settembre 1953, dopo ben 40 ricorrenze, mentre l'altra contava 21 ricorrenze tra il Novembre 1951 e il Settembre 1953.

Una caratteristica essenziale delle regioni M è dunque una notevole stabilità: dagli esempi di sequenze ora citati è evidente che esse hanno una vita molto maggiore dei più importanti e durevoli gruppi di macchie. Kiepenheuer ([68]) ha avanzato l'ipotesi che tali regioni M siano da identificarsi con le protuberanze quiescenti, che appaiono sul disco solare fotografato in luce di idrogeno ($H\alpha$) come filamenti oscuri. L'ipotesi si basa appunto sulla notevole durata delle protuberanze quiescenti rispetto agli altri fenomeni dei centri di attività solare, e sul fatto che le protuberanze, o filamenti, hanno, a differenza dei centri, un'attività piuttosto rilevante anche negli anni immediatamente precedenti il minimo, alle alte latitudini solari.

Per controllare l'ipotesi, Kiepenheuer ha determinato, per ogni giorno del periodo di bassa attività solare 1922-1924, l'area dei filamenti in una banda di 14° in longitudine (un ventisettesimo di rotazione solare), estendentesi simmetricamente attorno al meridiano centrale, e ha separato inoltre i filamenti equatoriali, compresi nella zona delimitata dalle latitudini solari $\pm$ 30°, da quelli polari, al di fuori di tale zona. Egli ha poi applicato il metodo delle epoche sovrapposte a tali aree, assumendo come giorni 0 una volta i giorni magneticamente perturbati e un'altra volta i giorni magneticamente calmi. Le curve da lui ottenute presentano un massimo cospicuo dell'area dei filamenti quattro giorni prima dei giorni magneticamente perturbati, sopratutto per i filamenti polari, mentre per i giorni calmi non si rileva alcun andamento particolare. Analogo esame per il periodo di forte attività solare 1926-1928 mostra una sensibile diminuzione della relazione tra aree dei filamenti e attività magnetica: solo per i filamenti polari appare un massimo di non grande importanza due giorni prima dei giorni magneticamente perturbati. Kiepenheuer considera in tal modo confermata la sua ipotesi che le regioni M siano costituite dai filamenti, dai quali sarebbe emessa una radiazione corpuscolare lenta, impiegante circa quattro giorni a raggiungere la Terra; i filamenti sarebbero efficaci solo quando l'attività solare è bassa, mentre la presenza di numerosi centri di attività sembra impedire o l'emissione o il moto verso la Terra della radiazione corpuscolare.

Questi risultati di Kiepenheuer non sembrano tuttavia confermati da successive ricerche. Roberts e Trotter ([69]) hanno eseguito uno studio analogo ma riferito ad altri periodi, e precisamente Maggio-Ottobre 1953, e Febbraio-Giugno 1954, nella fase decrescente e nel minimo del-

l'ultimo ciclo solare; essi inoltre hanno usato, anzichè l'area dei filamenti, l'area delle protuberanze al bordo. Operando, per il resto, come Kiepenheuer, essi non trovano traccia del massimo delle aree dei filamenti (o protuberanze) quattro giorni prima dei giorni magneticamente perturbati; si potrebbe addirittura affermare, dall'esame della curva da essi ottenuta, che le perturbazioni magnetiche tendono a presentarsi quando l'area delle protuberanze accenna ad un minimo.

Per accertarsi che tale risultato non sia dovuto all'uso delle protuberanze anzichè dei filamenti, Leighton e Billings (70) hanno successivamente ripetuto lo studio di Roberts e Trotter per gli stessi periodi, usando però l'area dei filamenti: i loro risultati sono sostanzialmente identici a quelli di Roberts e Trotter.

Risultati negativi sono stati recentemente ottenuti anche da Hansen (71), il quale ha studiato, col metodo delle epoche sovrapposte, la relazione tra i numeri caratteristici dei filamenti (72) e le tempeste magnetiche comprese nelle nove sequenze più notevoli del periodo 1917-1944.

La identificazione dei filamenti con le regioni M sembra quindi assai problematica.

Una conclusione di Kiepenheuer sembra tuttavia notevole, ed è il fatto dell'azione negativa dei centri di attività solare sulla emissione di radiazione capace di produrre sulla Terra perturbazioni magnetiche. Un tale effetto era già stato messo in rilievo da Allen (44), il quale aveva notato che il passaggio al meridiano centrale del Sole di importanti gruppi di macchie tende a interrompere le sequenze di tempeste ricorrenti, la cui comparsa dovrebbe circa coincidere coi giorni del suddetto passaggio: in altre parole, negli anni prossimi al minimo di attività solare, il passaggio al meridiano centrale del Sole di un centro di attività tende a produrre, tre giorni più tardi, una netta diminuzione dell'attività magnetica. Da ciò Allen era portato a concludere che le regioni M sono regioni calme del Sole.

Questa ipotesi di Allen, che a tutta prima appare sorprendente, ha preso sempre maggiore consistenza negli anni successivi, sopratutto in seguito agli studi sulla correlazione tra attività geomagnetica e intensità delle righe emesse dalla corona solare, in particolare la riga di lunghezza d'onda 5303 Å del *Fe* XIV (emessa cioè da atomi di *Fe* ionizzati 13 volte). È noto che le regioni di forte intensità coronale coincidono generalmente con i centri di attività solare, mentre le regioni calme sono accompagnate da zone di bassa emissione nella corona. È a priori pensabile, quindi, che le relazioni tra centri di attività e perturbazioni magnetiche, che sono state discusse in **1.5.4**, valgano anche

per le regioni di intensa emissione coronale. In effetti Kiepenheuer, nel lavoro già citato ([68]), trova che un notevole massimo dell'attività geomagnetica, valutata mediante la somma giornaliera degli indici K_p, ha luogo sette od otto giorni dopo il passaggio al bordo est del Sole di una regione coronale di *molto forte* intensità nella riga λ 5303, cioè immediatamente dopo il passaggio di tale regione al meridiano centrale. Un risultato particolarmente interessante è che le regioni di *forte* (ma non *molto forte*) intensità dell'anno 1943, al minimo dell'attività solare, sono seguite, a circa 10 giorni dal loro passaggio al bordo est, cioè tre giorni dopo il passaggio al meridiano centrale, da un distinto minimo di attività geomagnetica; il che conferma le conclusioni dello stesso Kiepenheuer e di Allen sull'effetto negativo dei centri di attività solare sulle tempeste magnetiche nella fase finale del ciclo solare. Analoghe conclusioni possono essere dedotte dagli studi di Shapley e Roberts ([73]) e Lincoln e Shapley ([74]).

L'ipotesi della identificazione delle regioni M con regioni solari calme sembra ulteriormente confermata dalla relazione tra il passaggio al meridiano centrale del Sole di regioni coronali di intensità inferiore alla media, negli anni immediatamente precedenti il minimo del ciclo, e le perturbazioni magnetiche. Bruzek ([75]), esaminando tre sequenze, due nel 1943 e una nel 1950, trova che ognuna delle tempeste magnetiche coincideva col passaggio al meridiano centrale di una regione coronale notevolmente estesa in latitudine e in longitudine, in cui l'intensità della riga λ 5303 era nettamente più bassa che nelle altre regioni; secondo Bruzek il ritardo medio tra il passaggio al meridiano centrale delle regioni coronali e il *momento centrale* delle tempeste magnetiche ammontava a circa 3 giorni.

A conclusioni analoghe giungono Bell e Glazer ([76]), esaminando la relazione tra corona e attività geomagnetica nel periodo 1950-1953. Mediante il metodo delle epoche sovrapposte essi trovano che il passaggio al bordo est delle regioni coronali di più bassa intensità della riga λ 5303 è seguito a dieci giorni di distanza da un cospicuo massimo degli indici K_p (somma degli otto valori giornalieri); si ha quindi anche in questo caso un ritardo di tre giorni tra il passaggio al meridiano della regione coronale di bassa intensità e il massimo di intensità delle perturbazioni magnetiche.

Risultati perfettamente concordanti sono stati ottenuti da Notuki, Nagakomi e Fukatsu ([77]) e da Sinno ([78]).

Appare perciò come assai plausibile una ipotesi di Pecker e Roberts ([79]), i quali, dopo aver confermato per il periodo Luglio 1952-Agosto

1953 (periodo immediatamente precedente un minimo di attività solare) l'effetto negativo dei centri di attività solare sulle perturbazioni magnetiche, ammettono che da tutta la superficie solare vengano emessi con continuità getti di particelle, presumibilmente associati con le

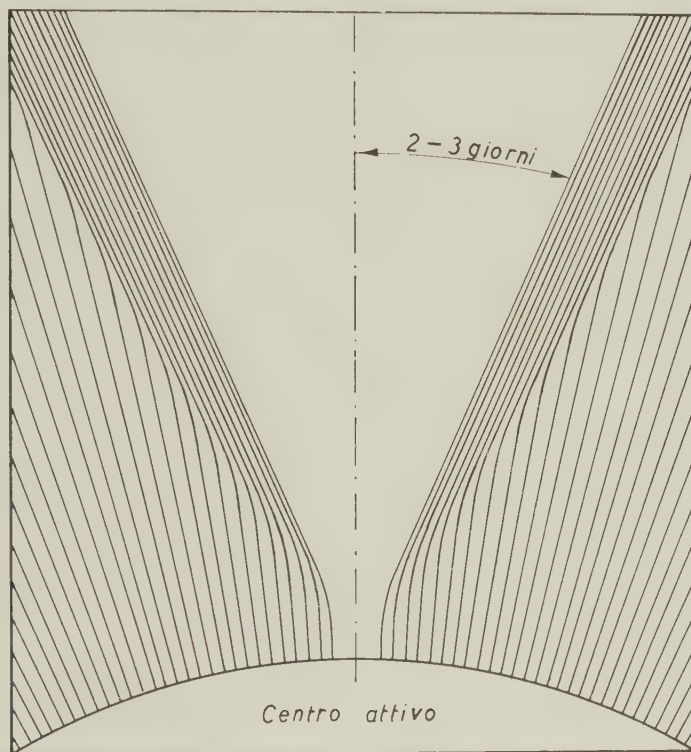


Fig. 1.28. – Distribuzione attorno ad un centro di attività delle particelle emesse dalla superficie solare (secondo Pecker e Roberts).

spicule cromosferiche. La velocità di queste particelle sarebbe in media tale da far loro percorrere la distanza dal Sole alla Terra in circa tre giorni. Un centro di attività eserciterebbe delle forze, probabilmente di natura magnetica, su tali fasci di particelle in modo da farli divergere, cosicchè sopra al centro di attività si formerebbe un cono vuoto di particelle, con asse approssimativamente radiale; a circa tre giorni di distanza dal passaggio del centro attivo al meridiano centrale del Sole si ha perciò

sulla Terra una diminuzione delle particelle in arrivo, e di conseguenza una diminuzione dell'attività magnetica. Invece per regioni prive di centri di attività (quindi con bassa intensità nella emissione coronale), nessun ostacolo viene frapposto alla uscita delle particelle; al di sopra di tali regioni si ha quindi una emissione corpuscolare, a cui si aggiunge quella deviata dai centri di attività, che, secondo Pecker e Roberts, si concentrerebbe attorno al cono proibito. La fig. 1.28 riproduce schematicamente la situazione prospettata da questa ipotesi.

Un'altra interessante ipotesi è stata avanzata da H. W. Babcock e H. D. Babcock ([80]); essa non è in contrasto con l'ipotesi di Pecker e Roberts, ma ne appare un completamento. Nella sistematica determinazione dei campi magnetici solari negli anni 1952-54, i Babcock hanno messo in luce l'esistenza di regioni solari a campo magnetico *unipolare*; il campo in esse è di bassa intensità (da frazioni di gauss a qualche gauss), e le regioni sono spesso assai estese con contorni non ben definiti; nessun particolare fenomeno visibile della fotosfera e della cromosfera accompagna queste regioni. Nell'intervallo di tempo studiato, la più cospicua di tali regioni ha mostrato una notevole persistenza essendo riconoscibile per almeno sei rotazioni solari, tra il Maggio e l'Ottobre 1953; contemporaneamente ad essa si è osservata la più notevole sequenza di tempeste ricorrenti dell'anno, ognuna delle quali ha avuto inizio due o tre giorni dopo il passaggio della regione unipolare al meridiano centrale. I Babcock propongono quindi di identificare le regioni M con le regioni unipolari, tanto più che è da ritenersi abbastanza attendibile l'ipotesi che l'incanalamento verso l'esterno dei fasci di corpuscoli possa avvenire solo lungo linee di forza del campo magnetico quali è probabile escano dalle regioni unipolari. Naturalmente, per confermare l'idea di Babcock sono necessarie numerose altre osservazioni del genere da eseguirsi nei futuri periodi di minima attività solare.

1.5.5.2. La ricerca delle regioni M ha portato anche un contributo allo studio dell'andamento annuo dell'attività magnetica. Abbiamo visto in **1.5.3** che, in seguito a considerazioni statistiche, Bartels era portato a ritenere improbabile la spiegazione *assiale* dei massimi equinoziali di attività geomagnetica. I lavori di Bhargava e Naqvi ([67]), Bell e Glazer ([76]) e Sinno ([78]) già citati, hanno però fornito degli elementi favorevoli a tale spiegazione. Bhargava e Naqvi, infatti, trovano che nelle due lunghissime sequenze da essi individuate tra il 1950 e il 1953 l'intensità delle singole tempeste componenti le sequenze aveva un chiaro andamento annuale, ma *un solo massimo* per ognuna delle due sequenze;

quella iniziata nel luglio 1950 aveva il massimo in Settembre-Ottobre, l'altra, iniziata nel novembre 1951, in Marzo-Aprile. La spiegazione più plausibile di ciò è che la prima sequenza fosse originata da una regione M situata nell'emisfero nord del Sole, l'altra da una regione analoga dell'emisfero sud, a circa 130° di distanza in longitudine della prima.

Inoltre Bell e Glazer nel loro studio sulle correlazioni tra intensità coronale e attività geomagnetica, hanno considerato separatamente la corona nei due emisferi del Sole, nord e sud; chiamando poi emisfero «favorevole» quello dalla cui parte si trova la Terra all'epoca delle singole osservazioni coronali, emisfero « sfavorevole » quello opposto, e applicando il metodo delle epoche sovrapposte agli indici K_p e alle intensità coronali separatamente per i due emisferi, essi hanno trovato che la netta correlazione negativa tra le due grandezze, già descritta precedentemente, si manifesta solo per l'emisfero « favorevole ». Questo « effetto emisfero » non si estenderebbe, secondo Bell e Glazer, alle tempeste del tipo s. c.

Ad analoghe conclusioni è giunto Sinno, sempre in relazione alle regioni M e alle sequenze magnetiche degli anni 1950-53.

Quanto sopra depone molto a favore della spiegazione *assiale* dei massimi equinoziali dell'attività geomagnetica, purchè si ammetta che i fasci di particelle responsabili delle sequenze magnetiche siano strettamente delimitati in latitudine solare, almeno dalla parte dell'equatore. Restano tuttavia da spiegare due fatti: *a*) il ritardo di circa un mese tra l'istante in cui la Terra raggiunge la massima latitudine eliografica e l'epoca del massimo di attività magnetica, dedotto da Bartels per gli anni 1872-1930; *b*) il nettissimo andamento annuale dell'attività magnetica anche negli anni in cui essa è forte (vedi fig. 1.19), nei quali sono decisamente prevalenti le tempeste s. c.; ciò costituisce una difficoltà in quanto, come si è visto in **1.5.4.4**, tali tempeste appaiono originate da fasci corpuscolari di notevole apertura angolare, nel quale caso non si dovrebbe attendere nè l'effetto emisfero nè la variazione annuale dell'attività geomagnetica, in accordo appunto con le affermazioni di Bell e Glazer ([76]) e di Allen ([44]).

APPENDICE A.1

Indici di attività magnetica (*)

A.1.1. *Indice C* — Ogni Osservatorio assegna a ciascun *giorno di Greenwich* il carattere 0, 1, 2, a seconda che l'attività magnetica in quel giorno venga giudicata nulla, moderata o intensa, rispettivamente. Il criterio per distinguere i tre gradi di attività è scelto liberamente e indipendentemente da ogni Osservatorio.

La media di questi indici di carattere (*character-numbers*) computata su tutti gli Osservatori che li forniscono ed espressa in unità e decimi da 0,0 a 2,0, è l'*indice C internazionale*, C_i.

A.1.2. *Misura* u e u_1 — La misura u si basa sul fatto che durante le perturbazioni magnetiche si produce una variazione del valore medio diurno della componente orizzontale H. Ogni Osservatorio computa ([40]) la differenza U tra il valore medio diurno di H in un certo giorno e il valore medio nel giorno successivo, e ne prende il valore assoluto. Tale misura U è attribuita al secondo dei due giorni in questione. La grandezza U dipende evidentemente dalla latitudine geomagnetica (**1.2.1**); allo scopo di ottenere una misura di attività che abbia un carattere planetario si ammette che il campo di perturbazione sia parallelo all'asse geomagnetico, e si computa per ogni Osservatorio la misura u data da

$$u = U/\cos \varphi$$

dove φ è la latitudine geomagnetica; si ottiene così il valore della misura U ridotta all'equatore geomagnetico. La misura u viene espressa in unità 10 γ, per fare in modo che essa abbia un valore dell'ordine dell'unità, cioè dell'ordine dell'indice C_i.

Nelle ricerche sulle correlazioni tra attività geomagnetica e attività solare si fa spesso uso delle medie mensili sia di u che di R (numero di Wolf). Ma mentre la distribuzione di frequenza delle medie mensili di R è, almeno per i valori elevati, approssimativamente del tipo normale (distribuzione di Gauss), la distribuzione di frequenza delle medie mensili di u è caratterizzata da punte isolate di valore assai elevato, dovute a quei mesi in cui si verificano tempeste magnetiche di notevole intensità. Tale fatto rende inoltre diverso il comportamento della misura u e dell'indice C_i per i mesi molto perturbati: infatti, mentre la misura u è

(*) Si definiscono qui solo gli indici di attività magnetica che sono citati nel testo.

approssimativamente proporzionale alla intensità delle perturbazioni, l'indice C_i non può mai superare il valore 2,0, anche per le tempeste di intensità eccezionale. Siccome per molti scopi è utile avere un indice che smorzi, come C_i, l'effetto delle perturbazioni più intense, Bartels (40) ha costruito empiricamente una funzione di u, da lui chiamata u_1, che risponde a quel requisito e che ha, almeno per i valori elevati, una distribuzione di frequenza simile a quella di R. La misura u_1, funzione di u, è data dalle espressioni seguenti:

per $u \leqslant 0{,}6$ $\quad u_1 = 100u - 30$

$0{,}6 \leqslant u \leqslant 1{,}6$ $\quad u_1 = 30 + 100\,(u - 0{,}6) - 30\,(u - 0{,}6)^2$

$1{,}6 \leqslant u \leqslant 3{,}6$ $\quad u_1 = 100 + 40\,(u - 1{,}6) - 10\,(u - 1{,}6)^2$

$u \geqslant 3{,}6$ $\quad u_1 = 140$

A.1.3. *Indici K e K_p* — Gli indici K hanno lo scopo di fornire una misura dell'attività geomagnetica originata dalla radiazione corpuscolare proveniente dal Sole (81). Per computare tali indici è necessario quindi eliminare le variazioni del campo magnetico terrestre dovute a radiazione elettromagnetica solare; in pratica ciò si ottiene eliminando l'andamento diurno dei giorni calmi, che è dato da $S_q + L$. Altre variazioni da eliminare nel computo sono i *crochets* magnetici, dovuti alla radiazione ultravioletta dei brillamenti solari, e la cosidetta *post-perturbation*, cioè il graduale ritorno al livello normale delle componenti del campo magnetico terrestre dopo una tempesta; esse tuttavia sono di importanza secondaria rispetto alla variazione diurna.

Gli indici K si riferiscono a intervalli di tre ore; in una giornata ve ne sono quindi otto. Per il computo si divide il giorno di Greenwich in intervalli di tre ore; per ognuno di questi intervalli si misura il massimo scarto in γ dell'andamento effettivo di ciascuna componente dall'andamento normale dei giorni calmi proprio del mese e della fase del ciclo solare; dei tre scarti in H, D e Z così ottenuti si considera il maggiore; l'indice K dell'intervallo triorario in esame è uno dei numeri da 0 a 9 che si ottiene da una scala convenzionale che dà la relazione tra tali indici K e gli scarti effettivi in γ. La scala ovviamente varia con la latitudine geomagnetica dell'Osservatorio: per l'Italia la scala più opportuna è la seguente (costruita da Bartels per latitudine geomagnetica 40°):

scarto in γ compreso tra	0	4	8	16	30	50	85	140	230	350
$K =$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

L'attività geomagnetica, pur avendo un carattere planetario, risente fortemente di influenze locali e regionali: in Europa, per esempio, sono in media più perturbate le ore serali che le ore meridiane. Ciò naturalmente si riflette sugli indici K di ogni Osservatorio.

Per avere una misura rigorosamente esente da influenze locali sarebbe necessario mediare gli indici K di tutti gli Osservatori esistenti: la distribuzione degli Osservatori attuali è tuttavia così irregolare, che una semplice media non sarebbe sufficiente allo scopo. Per ovviare all'inconveniente, Bartels ha proposto il procedimento seguente, che è stato accettato dal *Comitato per la caratterizzazione magnetica* della I. A. G. A. e che viene ora ufficialmente usato ([82, 83]).

Sono stati scelti 12 Osservatori alle alte e medie latitudini, distribuiti il più uniformemente possibile in longitudine. Essi sono riportati nella tabella 1.1.

Tabella 1.1

Osservatorio	Coord. geogr.		Coord. geomagn.	
	lat.	long. E	lat.	long. E
Lerwick	+ 60° 08′	358° 49′	+ 62,5°	88,6°
Meanook	+ 54° 37′	246° 40′	+ 61,8°	301,0°
Sitka.	+ 57° 04′	224° 40′	+ 60,0°	275,4°
Eskdalemuir	+ 55° 19′	356° 48′	+ 58,5°	82,9°
Lovö	+ 59° 21′	17° 50′	+ 58,1°	105,8°
Rude Skov	+ 55° 51′	12° 27′	+ 55,8°	98,5°
Agincourt	+ 43° 47′	280° 47′	+ 55,0°	347,0°
Wingst	+ 53° 45′	9° 04′	+ 54,5°	94,0°
Witteveen	+ 52° 49′	6° 40′	+ 54,2°	91,0°
Abinger	+ 51° 11′	359° 37′	+ 54,0°	83,3°
Cheltenham (*) . . .	+ 38° 44′	283° 10′	+ 50,1°	350,5°
Amberley	— 43° 09′	172° 43′	— 47,7°	252,5°
(*) Dal 1957 Fredericksburg	+ 38° 17′	282° 38′	+ 49,6°	349,8°

Per ognuno di questi Osservatori vengono costruiti gli *indici K standardizzati*, K_s. Essi vanno, come gli indici K, da 0 a 9, ma sono

ulteriormente suddivisi in terzi di unità (i decimi darebbero una precisione illusoria): per esempio, 5– per valori da $4\frac{1}{2}$ a $4\frac{5}{6}$, 5_0 da $4\frac{5}{6}$ a $5\frac{1}{6}$, 5 + da $5\frac{1}{6}$ a $5\frac{1}{2}$. Questi indici si ottengono dagli indici K normali mediante scale di trasformazione, dedotte imponendo la condizione che nel periodo di tempo 1943-47 in ognuno degli otto intervalli triorari del giorno di Greenwich la frequenza dei singoli K_s sia uguale per tutti i suddetti Osservatori.

La media dei K_s per i dodici Osservatori, in un dato intervallo triorario, è l'*indice K planetario* K_p. Anche i K_p sono suddivisi in terzi di unità come i K_s.

A.1.4. *Indici A_k e A_p* — Gli indici K e K_p costituiscono una misura dell'attività geomagnetica in scala quasi logaritmica (come si può vedere dalla scala degli indici K per la latitudine geomagnetica di 40° riportata precedentemente). Per molti scopi è più utile una misura che rappresenti l'attività geomagnetica in scala approssimativamente lineare.

Per giungere a tale misura, Bartels ([83]) ha costruito la seguente scala che fa corrispondere ad ogni K_p un altro indice a_p:

$K_p =$	0_0	0+	1–	1_0	1+	2–	2_0	2+	3–	3_0	3+	4–	4_0	4+	5–	5_0	5+	6–	6_0	6+	7–
$a_p =$	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32	39	48	56	67	80	94	111

7_0	7+	8–	8_0	8+	9–	9_0
132	154	179	207	236	300	400

Il significato di a_p è il seguente: per una stazione a latitudine geomagnetica di circa 50°, avente come limite inferiore per $K=9$ uno scarto di 500γ, lo scarto medio della componente più perturbata in un intervallo triorario caratterizzato da un determinato K_p è approssimativamente $2\,a_p$. L'indice a_p rappresenta perciò una «ampiezza equivalente», espressa, per tali stazioni, in unità $2\,\gamma$. L'indice A_p è la media degli otto valori giornalieri di a_p.

Per ogni singola stazione si possono computare degli indici a_k e A_k analoghi agli a_p e A_p, mediante la scala seguente:

K	=	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
a_k	=	0	3	7	15	27	48	80	140	240	400

Volendo convertire gli a_k in γ, essi vanno moltiplicati per un coefficiente che dipende dalla latitudine geomagnetica. Per stazioni con limite inferiore per $K = 9$ pari a $500\,\gamma$, esso è, come si è visto prima, 2;

per stazioni aventi come limite inferiore per $K = 9$ il valore L, il coefficiente diviene $\frac{2\,L}{500}$.

Per caratterizzare l'attività magnetica di una giornata è preferibile usare A_p, piuttosto che la somma degli indici K_p. Ciò risulta evidente dal seguente esempio:

Giorno 1: $K = 0\ 0\ 2\ 2\ 2\ 2\ 2\ 2$; $\Sigma K = 12$ $A_k = 5$ (esattamente 5,25)
Giorno 2: $K = 0\ 0\ 0\ 0\ 0\ 0\ 4\ 8$; $\Sigma K = 12$ $A_k = 33$ (» 33,375)

Il giorno 1 è evidentemente calmo, mentre il giorno 2 è caratterizzato da una intensa perturbazione nei due ultimi intervalli triorari; ciò non viene rispecchiato dalla somma degli indici K, che è uguale per i due giorni.

APPENDICE A.2

Classificazione dei brillamenti solari

I brillamenti solari vengono suddivisi in tre classi principali di importanza, dai meno cospicui classificati di importanza 1, ai più notevoli classificati di importanza 3. Newton nel 1943 ([49]) ha introdotto la classe 3+ a cui appartengono i brillamenti di carattere eccezionale.

Fino al 1955 i criteri per stabilire la importanza di un brillamento sono stati piuttosto indeterminati: gli osservatori si basavano principalmente sull'area e sulla intensità di un brillamento osservato in luce $H\alpha$, e l'assegnazione del fenomeno a una data classe era inevitabilmente influenzata da valutazioni soggettive.

Nel 1955 l'Unione Astronomica Internazionale ha adottato delle regole ben determinate per la classificazione, in base a proposte avanzate specialmente da Ellison. Tali regole si fondano essenzialmente sulla misura dell'area del brillamento, valutata all'istante dalla massima intensità ed espressa in milionesimi dell'emisfero solare o in gradi quadrati (1 grado quadrato = 48,5 milionesimi). Naturalmente l'area direttamente osservata deve essere corretta per la prospettiva. La classificazione è fatta in base alla scala seguente ([84]):

Classe di importanza	Area mil.	Area gr. quadr.
1 — (Subflares)	$<$ 100	$<$ 2,06
1	100–250	2,06–5,15
2	250–600	5,15–12,4
3	600–1200	12,4–24,7
3+	$>$ 1200	$>$ 24,7

Per tener conto, almeno in parte, anche della intensità, sono state aggiunte le due categorie 1+ e 2+: ad esempio, un brillamento di area compresa tra 100 e 250 milionesimi viene classificato 1+ se la sua intensità è maggiore della intensità che normalmente presentano i brillamenti di tale area (importanza 1), e un brillamento che col criterio dell'area potrebbe essere classificato di importanza 3, viene classificato 2+ se la sua intensità è inferiore al normale.

Tale scala sarebbe soddisfacente se esistesse una approssimativa relazione di proporzionalità tra area e intensità di un brillamento, il che invece non sembra corrispondere al vero. Non è quindi escluso che i criteri di classificazione debbano venire in seguito modificati.

(ricevuto il 30 giugno 1959)

ABSTRACT

Object of this paper is the critical exposition, from both phenomenological and theoretical point of view, of the whole of the phenomena including aurorae and geomagnetic, ionospheric and cosmic rays storms, which are originated or influenced from some solar event. These phenomena may be regarded as different terrestrial effects of a more general, single perturbation of electromagnetic nature, whose cause lies on the Sun.

As this matter shows a continuous and rapid evolution, we think it useful to make a review, as far as possible organic, of the results which have been obtained till now on the subject. The picture which we present in this paper is obviously provisional, and will be in future very probably changed, at least in some respect, owing to the acquisition of new observational facts, expecially during the International Geophysical Year.

This paper consists of two parts. In the first part the observational facts concerning aurorae and geomagnetic, ionospheric and cosmic rays storms are described and discussed, also from the point of view of the reciprocal connection and their correlation with the solar activity. In the second part the main theories and hypotheses concerning the above phenomena are considered.

In the first chapter the morphology of the geomagnetic storms is discussed; the two components of the perturbation field, D_{st} *and* S_D*, are described also in terms of electric current systems flowing in the ionosphere, and the meaning of* S_D *is illustrated. A brief description is made also of the sudden commencements of geomagnetic storms, of their geographical distribution and diurnal variation. The last part of the first chapter deals with the relations between geomagnetic storms and solar activity.*

BIBLIOGRAFIA

(1) CHAPMAN S., BARTELS J., *Geomagnetism*, Oxford, Clarendon Press (1940).
(2) CHAPMAN S., *Proc. Roy. Soc.*, A, **95**, 61 (1918).
(3) CHAPMAN S., *Proc. Roy. Soc.*, A, **115**, 242 (1927).
(4) YOKOUCHI Y., *Mem. Kakioka Magn. Observ.*, **8**, n. 1, 27 (1957).
(5) CYNK B., *Terr. Magn.*, **44**, 51 (1939).
(6) SCHMIDT A., *Zeitschr. für Geoph.*, **1**, 3 (1924).
(7) VAN BEMMELEN W., *Terr. Magn.* **5**, 123 (1900).
(8) SLAUCITAJS L., MCNISH A. G., *I. U. G. G. - I. A. T. M. E. Bull.*, **10**, 289, Edinburgh Meeting 1936.
(9) CHAPMAN S., in *Vistas in Astronomy*, a cura di A. Beer, **2**, 912, Londra, Pergamon Press (1956).
(10) CHAPMAN S., *Ann. Geofis.* **5**, 481 (1952).
(11) HARANG L., *Terr. Magn.*, **51**, 353 (1946).
(12) VESTINE E. H., *Terr. Magn.*, **43**, 261 (1938).
(13) VESTINE E. H., CHAPMAN S., *Terr. Magn.*, **43**, 351 (1938).
(14) FUKUSHIMA N., *Polar geomagnetic storms and geomagnetic bays*, Geoph. Inst. Tokyo Univ. (1953).
(15) VESTINE E. H., *I. U. G. G. - I. A. T. M. E. Bull.*, **11**, 360, Washington Meeting 1939.
(16) MCNISH A. G., JOHNSTON H. F., *I. U. G. G. - I. A. T. M. E. Bull.*, **11**, 348, Washington Meeting 1939.
(17) FUKUSHIMA N., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **5**, 85 (1951).
(18) FUKUSHIMA N., *Rep. Ionosph. Res.*, Japan, **5**, 191 (1951).
(19) BARTELS J., *Zeitschr. für Geoph.*, **17**, 56 (1942).
(20) NAGATA T., *Journ. Geoph. Res.*, **55**, 127 (1950).
(21) SILSBEE H. B., VESTINE E. H., *Terr. Magn.*, **47**, 195 (1942).
(22) NAGATA T., FUKUSHIMA N., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **6**, 85 (1952).
(23) NEWTON H. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc., Geoph. Suppl.* **5**, 159 (1948).
(24) VAN BEMMELEN W., *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **10**, 773 (1908).
(25) MCNISH A. G., *Comptes Rendus Assemblée de Lisbonne, I. A. T. M. E. Bull.*, **9**, 234 (1933).
(26) OBAYASHI T., JACOBS J. A., *Journ. Geoph. Res.*, **62**, 589 (1957).
(27) MCINTOSH D. H., *Journ. Atm. Terr. Phys.*, **1**, 223 (1951).
(28) FERRARO V. C. A., PARKINSON W. C., UNTHANK H. W., *Journ. Geoph. Res.*, 56, 177 (1951).
(29) YUMURA T., *Mem. Kakioka Magn., Observ.*, **7**, n. *1*, 27 (1954).
(30) SUGIURA M., *Journ. Geoph. Res.*, **58**, 558 (1953).
(31) FORBUSH S. E., VESTINE E. H., *Journ. Geoph. Res.*, **60**, 299 (1955).
(32) NAGATA T., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **6**, 13 (1952).
(33) JACKSON W., *Nature*, 166, 691 (1950).
(34) CHAKRABARTY S. K., *Nature*, **167**, 31 (1951).
(35) ISHIKAWA G., KADENA M., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **5**, 144 (1951).
(36) NAGATA T., ABE S., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **9**, 39 (1955).
(37) JACOBS J. A., OBAYASHI T., *Can. Journ. Phys.*, **34**, 876 (1956).

(38) Jacobs J. A., Obayashi T., *Geofis. pura e appl.*, **34**, 21 (1956).
(39) Oguti T., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **10**, 81 (1956).
(40) Bartels J., *Terr. Magn.*, 37, 1 (1932).
(41) Newton H. W., Milsom A. S., *Journ. Geoph. Res.*, **59**, 203 (1954).
(42) Greaves W. M. H., Newton H. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **89**, 641 (1929).
(43) Thellier E., Thellier O., *C. R. Acad. Sci. Paris*, **227**, 1044 (1948).
(44) Allen C. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **104**, 13 (1944).
(45) Greaves W. M. H., Newton H. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **88**, 556 (1928) e **89**, 84 (1929).
(46) Newton H. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc., Geoph. Suppl.* **5**, 321 (1949).
(47) Becker U., *Zeitschr. für Astroph.*, **32**, 195 (1953).
(48) Hale G. E., *Astroph. Journ.*, **73**, 379 (1931).
(49) Newton H. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **103**, 244 (1943).
(50) Newton H. W., Jackson W., *Seventh Report of the Commission for the Study of Solar-Terrestrial Relations*, p. 107, Parigi, Hemmerlé, Petit & Co. (1951).
(51) Newton H. W., *Monthly Not. Roy Astr. Soc.*, **104**, 4 (1944).
(52) Giovanelli R. G., *Astroph. Journ.*, **89**, 555 (1939).
(53) Allen C. W., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **107**, 386 (1947).
(54) Denisse J. F., *Ann. Géoph.*, **8**, 55 (1952).
(55) van de Hulst H. C., *A Course in Radioastronomy*, Leiden (1951).
(56) Simon P., *C. R. Acad. Sci. Paris*, **240**, 940 (1955).
(57) Simon P., *Ann. Géoph.*, **12**, 167 (1956).
(58) Dodson H. W., Hedeman E. R., Owren L., *Astroph. Journ.*, **118**, 169 (1953).
(59) Dodson H. W., Hedeman E. R., *Journ. Geoph. Res.*, **63**, 77 (1958).
(60) Sinno K., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **12**, 6 (1958).
(61) Hakura Y., *Journ. Radio Res. Lab.*, **5**, 283 (1958).
(62) Sinno K., *Journ. Radio Res. Lab.*, **6**, 17 (1959).
(63) Wild J. P., *Austral. Journ. Sci. Res. A.*, **3**, 399, 541 (1950).
(64) Boischot A., *C. R. Acad. Sci. Paris*, **244**, 1326 (1957).
(65) McLean D. J., *Austral. Journ. Phys.*, **12**, (1959), in corso di stampa.
(66) Simon P., *Ann. Astroph.*, in corso di stampa.
(67) Bhargava B. N., Naqvi A. M., *Nature*, **173**, 498 (1954).
(68) Kiepenheuer K. O., *Astroph. Journ.*, **105**, 408 (1947).
(69) Roberts W. O., Trotter D. E., *Journ. Atm. Terr. Phys.*, **6**, 282 (1955).
(70) Leighton H. I., Billings D. E., *Journ. Atm. Terr. Phys.*, **7**, 349 (1955).
(71) Hansen R. T., *Journ. Geoph. Res.*, **64**, 23 (1959).
(72) Righini G., Godoli G., *Ann. Geof.*, **3**, 50 (1950).
(73) Shapley A. H., Roberts W. O., *Astroph. Journ.*, **103**, 257 (1946).
(74) Lincoln J. V., Shapley A. H., *Trans. Amer. Geoph. Union*, **29**, 849 (1948).
(75) Bruzek A., *Zeitschr. für Naturforsch.*, **7a**, 708 (1952).
(76) Bell B., Glazer H., *Journ. Geoph. Res.*, **59**, 551 (1954) e **61**, 179 (1956).
(77) Notuki M., Nagakomi Y., Fukatsu M., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **9**, 215 (1955).

(78) Sinno K., *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **10**, 250 (1956).
(79) Pecker J. C., Roberts W. O., *Journ. Geoph. Res.*, **60**, 33 (1955).
(80) Babcock H. W., Babcock H. D., *Astroph. Journ.*, **121**, 349 (1955).
(81) Bartels J., Heck N. H., Johnston H. F., *Terr. Magn.*, **44**, 411 (1939).
(82) Bartels J., in Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen*, **3**, 733, Springer-Verlag, (1952).
(83) *Annals of I. G. Y.*, **4**, 215-236, Londra, Pergamon Press (1957).
(84) *Annals of I. G. Y.*, **5**, 264, Londra, Pergamon Press (1958).

Determination of earthquake magnitude and intensity in the USSR

E. F. Savarensky

The determination of earthquake magnitude in the Soviet Union is based on instrumental observations using the international magnitude scale.

The estimations of M for distant earthquakes usually involve observations of amplitudes and periods at the maximum phase of surface waves. To simplify the work seismic stations use nomograms (fig. 1, N. V. Shebalin and S. L. Solovyov ([6,17])). In estimating the seismic energy for near and weak earthquakes recorded by highly sensitive instruments the Galitzin method ([1]) is used. Such estimates for local earthquakes are made at the Institute of Seismology of the Academy of Sciences of Tadjikskaya SSR (V. I. Bune ([9,10])). Work is proceeding to improve methods of determining M from observations of body waves as well as to find regional corrections of M depending on the location of earthquake epicentres (S. L. Solovyov ([3,14,17,19,21])). Devices recording energy flux of earthquakes are now being designed which will make M determinations more reliable.

In determining instrumental magnitude M in the Soviet Union the scientists do not confine themselves to the instrumental seismic investigations and to the connection of these with tectonic processes (E. F. Savarensky ([4, 8, 11, 15, 20])) but consider the practical problem of connecting the intensity near the epicentre with the magnitude M. This is important for earthquake-proof construction especially in cases when formerly non-inhabitant regions of seismic activity are considered.

The first stage of this problem deals with the determination of the connection between the intensity I_o, the magnitude M and the focal depth H. This dependance was found by interpreting a few hundreds of earthquakes and comparing the intensity at the epicentre with the magnitude M. Finally the following empirical formula was deduced:

$$I_o = 1.5\,M - 3.5\,\lg H + 3.$$

Nomogram
for determination of M

$$M = \log \frac{A}{T} - f(\Delta)$$

The formula is true for earthquakes with focal depths of no more than 60 km. At greater depths the influence of a layer with a lowered velocity (asthenosphere) is being exerted. (N. V. Shebalin ([6, 19, 22])). The determination of I_o by M is seen from the above nomogram (fig. 1).

The estimates assume that average properties between the focus and surface of the Earth are obtained everywhere.

In conclusion mention is made on the systematization and cataloguing of earthquakes by magnitude.

When compiling seismicity maps of respective zones of the USSR (E. F. Savarensky ([20])) according to their magnitude all earthquakes are divided into 5 groups:

Group	M and I_o - -intensity (at normal focal depths)		Distance of registration
I	7 1/2	9 and more	recorded by the most stations of the world
II	6.5-7.5	8-9	
III	5 1/4-6.5	ca. 7	60° and more
IV	4 1/4-6 1/4	—	20-60°
V	4 1/4	—	up to 20°

Thus, the first three groups are based on practical considerations. To some extent they include destructive earthquakes considered to be the most violent in the USSR. The lower groups include weak earthquakes which are of interest for a general study of seismicity. In some cases M is determined from the distance of registration. The catalogues attached to the seismicity maps are compiled according to the form:

Date	Time of earthquake h.m.s.	Epicentre coordinates	Focal depth	Magnitude group	M Distance of registration and name of the most distant station.	Notes (Information on intensity

Accuracy class: A – epicentral error is less than 25 km.,
B – less than 50 km.

To make a more accurate determination of I_o by M it is necessary to take into account the influence of the local geologic structure in the epicentral region upon the amplitude of oscillations. This influence is witnesses by the results of numerous investigations of destruction caused by earthquakes. The main principal problem is to determine the interval of periods in which we must take into account the influence of the layer of comparatively sedimentary rocks.

Let us make but a simple estimate of the effect of direct from any direction SH waves and vertical P waves. Observations show that such waves are most dangerous.

Let us consider plane waves of unity amplitude. It should be recalled that at the surface of a semi-space the amplitude of the oscillations considered is equal to 2. If a layer with thickness H is situated on this surface, then, as Rayleigh showed, waves coming from the semi-space and reflected many times in the layer will interfere.

For P waves the amplitude magnification takes place each time when the ratio of the layer thickness to the wavelength is multiple of the odd number of quarters. At these ratios the surface amplitude is equal to $2 \frac{m_o}{m_1}$, where m_1 and m_o are the acoustic rigidity of the layer and of the semi-space.

With the wavelength λ considerably exceeding the layer thickness H, when $\beta = 2\pi \frac{H}{\lambda}$ is small, the amplitude of oscillations at the layer surface will be near to 2 and to the influence of the layer can be neglected. This error will be determined by the difference:

$$\sin \beta - \beta$$

Thus, the maximum value of the period in the interval is determined.

We shall further take into account the absorption of the energy oscillations by the layer assuming that the absorption is inversly proportional to the wavelength or to the period, which fact is confirmed by observations. In this case the amplitude changes with distance Z by the formula:

$$e^{-2\pi \varkappa_2 \frac{Z}{\lambda}}$$

where $\varkappa_2$ is the damping coefficient and the amplitude decrease with the increase of $\frac{Z}{\lambda}$, or with the reduction of the wavelength. This damping lowers resonance maxima at the layer surface.

Hence it follows that at sufficiently large values of the absorption will be so great that the layer effect will not be important. These data help to find the minimum value of the period in the interval.

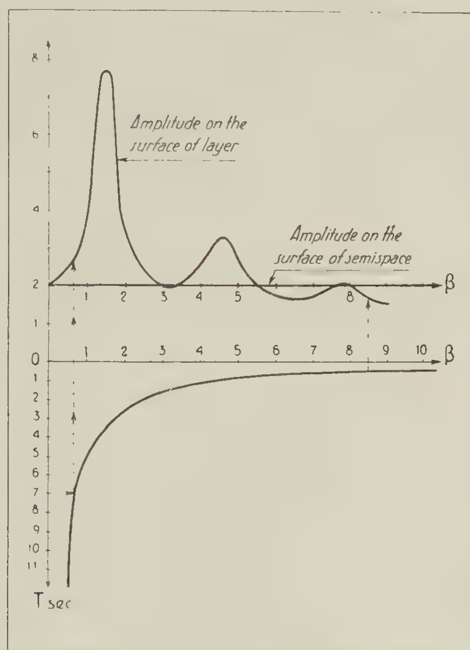


Fig. 2

To calculate amplitudes on a layer surface (dry loess sandy soil, etc.) a 1 km deep, lying on a granite semispace and where ratio of acoustic rigidities $\frac{m_0}{m_1} = 10$ and damping coefficient $\varkappa_2 = 0.1$ (E. V. Karus ([23],)) the influence of the layer should be taken into consideration within the interval of periods from 0.5 to 7 seconds fig. 2).

ABSTRACT

The determination of earthquake magnitude in the Soviet Union is based on instrumental onservations under the international magnitude scale.

The dependence between intensity gradation B, magnitude M and focal depth H was found by interpreting a few hundreds earthquakes:

$$B = 1.5\ M - 3.5 \lg H + 3.$$

The formula is true for earthquakes with focal depths of no more than 60 km (N. V. Shebalin).

The estimates assume that medium properties between the focus and surface of the Earth are everywhere equal.

To make a more accurate determination of B it is necessary to take into account the influence of the local geological structure of the epicentral region upon the amplitude of oscillations.

Compiling seismicity maps of respective zones of the USSR according to their magnitude all earthquakes are divided into five groups:

$$\geqslant 7\,^1/_2; \quad 6\,^1/_2\text{-}7\,^1/_2; \quad 5\,^1/_4\text{-}6\,^1/_2; \quad 4\,^1/_4\text{-}5\,^1/_4; \quad \leqslant 4\,^1/_4.$$

In the published quarter bulletins of the seismic stations of the USSR M is given to within $^1/_4$ and at $M \geqslant 4$.

RIASSUNTO

La determinazione della magnitudo dei terremoti nella Unione Sovietica è basata su osservazioni strumentali in base alla scala di magnitudo internazionale.

La relazione tra gradazione B di intensità, magnitudo M e profondità focale H è stata determinata interpretando alcune centinaia di terremoti:

$$B = 1.5\,M - 3.5 \lg M + 3\,.$$

La formula è vera per terremoti con profondità focali non superiori a 60 km (N. V. Shebalin).

Si presume che le caratteristiche del mezzo tra il fuoco e la superficie della terra siano ovunque eguali.

Per effettuare una più precisa determinazione di B è necessario tener presente l'influenza della struttura geologica locale della regione epicentrica, rispetto all'ampiezza delle oscillazioni.

Preparando le mappe della sismicità delle rispettive zone dell'U.R.S.S. secondo la loro magnitudo, tutti i terremoti sono stati suddivisi in cinque gruppi:

$$\geqslant 7\,^1/_2; \quad 6\,^1/_2\text{-}7\,^1/_2; \quad 5\,^1/_4\text{-}6\,^1/_2; \quad 4\,^1/_4\text{-}5\,^1/_4; \quad \leqslant 4\,^1/_4\,.$$

Nel bollettino trimestrale pubblicato dalle stazioni sismiche dell'U.S.S.R. M è dato entro l'intervallo compreso fra $M = {}^1/_4$ e $M \geqslant 4$.

REFERENCES

(1) Голицын Б. Б., *О землетрясении 18 февраля 1911 год*, Изв. Имп. АН, 991-998, (1915).

(2) Косенко С. И., *К вопросу о вычислении энергии землетрясений.* Тр. Геофиан. **21**, 148, 3-15 (1953).

(3) Соловьев С. Л., *О классификации землетрясений по величине их энергии.* Тр. Геофиан **30**, 157, 3-21, (1955).

(4) Саваренский Е. Ф., *Сейсмичность СССР, итоги и перспективы ее изучения.* Тр. Геофиан **25**, 152, 5-24, (1954).

(5) Вешняков Н. В., *О количественной оценке силы землетрясения.* Изв. АН СССР, сер. геофиз., **3**, 207-214, (1955).

(6) Шебалин Н. В., *О связи между энергией, балльностью и глубиной очага землетрясений.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **4**, 377-380, (1955).

(7) Соловьев С. Л. и Джибладзе Э. А., *Об изменении потока сейсмической онергии с расстоянием.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **5**, 462-463, (1955).

(8) Саваренский Е. Ф., *Работа сейсмических станций и задачи советской сейсмологии.* Вестник АН СССР, **5**, 40-43, (1955).

(9) Бунэ В. И., *О классификации землетрясений по энергии упругих волн, излучаемых из очага.* Докл. АН Тадж. ССР, **24**, (1955).

(10) — *О классификации землетрясений по их силе на основе инструментальных данных.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **1**, 48-55, (1956).

(11) Саваренский Е. Ф. и Джибладзе Э. А., *О сейсмичности Большого Кавказа.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **5**, 577-583, (1956).

(12) Бунэ В. И., *Сравнительно энергетическая характеристика сейсмичности трех районов Таджикистава.* Докл. АН Тадж. СССР, **19**, 3-12, (1956).

(13) — *Об использовании метода Голицына для приближенной оценки энергииблизких землетрясений.* Тр. Мнст. сейсмологии АН Тадж. СССР **1**, 3-27, (1956).

(14) Соловьев, С. Л. — *О связи энергии и интенсивности землетрясений.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **3**, 357-359, (1956).

(15) Саваренский Е. Ф., *Об искажениях в картах сейсмичности.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **7**, 745-754, (1956).

(16) Кондорская Н. В. и Постоленко Г. А., *Сейсмичность СССР за 1955.* Изв. АН СССР, сер. геофиз., **2**, 255-257, (1957).

(17) Соловьев С. Л. и Шебалин Н. В., *Определение интенсивности землетрасения по смещению почвы в посерхностных волнах.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. 926-930, (1957).

(18) — *К вопросу о соотношении между энергией об''емных волн и интенсивностью землетрясений.* Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР, **6**, 109-122, (1957).

([19]) Шебалин Н. В., *Соотношение между балльностью и интенсивностью землетрясений в зависимости от глубины очага.* Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР, **6**, 122-127, (1957).

([20]) Саваренский Е. Ф., *Об изучении сейсмичности СССР.* Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР, **6**, 16-19, (1957).

([21]) Соловьев С. Л., *Некоторые результаты применения шкалы интенсивности землетрясений на сейсмических станциях СССР.* Студия геофизика и методика Чехословацкой АН, **2**, 40-45, (1958).

([22]) Шебалин Н. В., *Использование соотношения между интенсивностью и балльностью землетрясений для оценки глубины астеносферы в районе Вранча (Карпаты).* Студиа геофизика и геодетика Чехословацкой АН **2**, 86-87, (1958).

([23]) Карус Е. В., *Поглощение упругих волн в горных породах при стационарном возбуждении.* Изв. АН СССР, сер. геофиз. **4**, (1958).

Sulla dispersione anomala delle onde magneto-idrodinamiche

P. E. VALLE

INTRODUZIONE.

E noto che le onde magneto-idrodinamiche hanno una notevole importanza in questioni di fisica cosmica in generale e di geofisica in particolare.

La possibile esistenza di tali onde fu posta in evidenza da H. Alfvén nel 1942. In seguito vari autori hanno condotto ricerche sulla propagazione delle onde magneto-idrodinamiche, anche nel tentativo di rendere meno restrittive le ipotesi fondamentali su cui si basa la teoria di Alfvén.

Non sembra peraltro che sia stata prestata una sufficiente attenzione al fatto che le onde magneto-idrodinamiche presentano il fenomeno della dispersione anomala.

Questa nota ha lo scopo di mettere in evidenza l'andamento di questo fenomeno, il quale potrebbe avere, in qualche caso, un certo interesse.

Nessun cambiamento è stato apportato alle ipotesi fondamentali della teoria di Alfvén. È stata soltanto riveduta la trattazione formale per renderla più semplice e rigorosa.

* * *

LE ONDE MAGNETO-IDRODINAMICHE.

In seno ad un fluido indefinito, omogeneo ed isotropo, esista un campo magnetico primario costante $\mathbf{H}_0$. Si supponga che il fluido sia incompressibile, non viscoso, non ferromagnetico e scarico ed abbia una conducibilità elettrica σ.

Se il fluido viene perturbato, il suo movimento e il campo elettromagnetico, di cui diverrà sede, si condizioneranno reciprocamente.

Ove si prendano in considerazione movimenti sufficientemente lenti da rendere trascurabile la corrente di spostamento nei confronti

della corrente di conduzione, il sistema delle equazioni del campo elettromagnetico e del moto del fluido, è, con evidente significato dei simboli ed in unità Giorgi,

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot}\mathbf{H} &= \mathbf{J}\\
\operatorname{rot}\mathbf{E} &= -\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}\\
\mathbf{J} &= \sigma(\mathbf{E}+\mu\mathbf{v}\wedge\mathbf{H})\\
\varrho\frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \mu\mathbf{J}\wedge\mathbf{H}-\operatorname{grad}(p+\varrho U)
\end{aligned} \qquad [1]$$

a cui devono essere aggiunte le condizioni

$$\begin{aligned}
\operatorname{div}\mathbf{H} &= 0\\
\operatorname{div}\mathbf{E} &= 0\\
\operatorname{div}\mathbf{J} &= 0\\
\operatorname{div}\mathbf{v} &= 0
\end{aligned} \qquad [2]$$

Posto

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} \qquad [3]$$

tenendo conto della identità

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} - \mathbf{v}\wedge\operatorname{rot}\mathbf{v} + \operatorname{grad}\frac{1}{2}v^2$$

e ponendo rot $\mathbf{h}$ al posto di $\mathbf{J}$ nella quarta equazione del sistema [1], si ha

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot}\mathbf{h} &= \mathbf{J}\\
\operatorname{rot}\mathbf{E} &= -\mu\frac{\partial\mathbf{h}}{\partial t}\\
\mathbf{J} &= \sigma[\mathbf{E}+\mu\mathbf{v}\wedge(\mathbf{H}_0+\mathbf{h})]\\
\varrho\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t}-\varrho\mathbf{v}\wedge\operatorname{rot}\mathbf{v} &= -\mu\mathbf{h}\wedge\operatorname{rot}\mathbf{h}-\mu\mathbf{H}_0\wedge\operatorname{rot}\mathbf{h}-\\
&\quad-\operatorname{grad}\left(p+\varrho U+\frac{1}{2}v^2\right).
\end{aligned} \qquad [1']$$

Le onde magneto-idrodinamiche di Alfvén si ottengono dalle [1'] imponendo che le forze di massa e di pressione siano equilibrate dalle forze magnetiche, in modo che il moto del fluido sia determinato dal solo campo primario $\mathbf{H}_0$.

Si dovrà pertanto porre

$$\operatorname{grad}\left(p+\varrho U+\frac{1}{2}v^2\right) = 0 \qquad [4]$$

$$\mathbf{v} = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}\,\mathbf{h} \qquad [5]$$

ossia

$$\operatorname{grad}\left(p + \varrho\, U + \frac{1}{2}\,\mu h^2\right) = 0\,. \qquad [4']$$

Dalla posizione [5] risulta che le linee di forza di $\mathbf{h}$ coincidono con le linee di flusso della velocità del fluido. Il campo magnetico $\mathbf{h}$ è, per così dire, congelato nel fluido.

Tenendo conto delle [4] e [5] il sistema [1′] diviene

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\mathbf{h} &= \mathbf{J} \\ \operatorname{rot}\mathbf{E} &= -\mu\,\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \\ \mathbf{J} &= \sigma\,(\mathbf{E} + \mu\,\mathbf{v}\wedge\mathbf{H}_0) \\ \varrho\,\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\mu\,\mathbf{H}_0\wedge\operatorname{rot}\mathbf{h}\,. \end{aligned} \qquad [1'']$$

Si esegua ora la divergenza di ambo i membri della terza equazione del sistema [1″]. Tenuto conto delle condizioni [2], si ottiene

$$\operatorname{div}\mathbf{v}\wedge\mathbf{H}_0 = 0$$

ossia

$$\mathbf{H}_0 \times \operatorname{rot}\mathbf{v} = 0\,. \qquad [6]$$

Questa relazione mostra, in virtù della [5], che la densità di corrente $\mathbf{J}$ è ortogonale al campo primario $\mathbf{H}_0$.

Se poi si moltiplicano scalarmente per $\mathbf{H}_0$ ambo i membri della quarta equazione del sistema [1″], risulta

$$\frac{\partial}{\partial t}\,(\mathbf{v}\times\mathbf{H}_0) = 0 \qquad [7]$$

e quindi, supposta nulla la componente stazionaria della velocità in direzione del campo primario, anche $\mathbf{v}$ ed $\mathbf{h}$ sono ortogonali al campo primario $\mathbf{H}_0$.

Per ottenere un'equazione contenente la sola incognita $\mathbf{h}$, si esegua la rotazione di ambo i membri della terza equazione del sistema [1″], esprimendo $\mathbf{J}$ ed $\mathbf{E}$ in funzione di $\mathbf{h}$ mediante la prima e la seconda equazione. Si ha

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{h} = \mu\,\sigma\left(\operatorname{rot}\mathbf{v}\wedge\mathbf{H}_0 - \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}\right). \qquad [8]$$

Poichè $\operatorname{div}\mathbf{h} = 0$, l'identità

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{h} = -\Delta\mathbf{h} + \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{h}$$

consente di scrivere la [8] nella forma

$$\frac{1}{\sigma\mu}\,\Delta\,\mathbf{h} + \operatorname{rot}\mathbf{v}\wedge\mathbf{H}_0 = \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}\,.$$

Per eliminare **v**, si derivi la precedente parzialmente rispetto al tempo e vi si introduca la quarta equazione del sistema [1″]. Risulta

$$\frac{1}{\sigma\mu}\frac{\partial}{\partial t}\Delta\mathbf{h} - \mathrm{rot}\left[\left(\frac{\mu}{\varrho}\mathbf{H}_0 \wedge \mathrm{rot}\,\mathbf{h}\right) \wedge \mathbf{H}_0\right] = \frac{\partial^2\mathbf{h}}{\partial t^2}. \qquad [9]$$

Dato che

$$(\mathbf{H}_0 \wedge \mathrm{rot}\,\mathbf{h}) \wedge \mathbf{H}_0 = -\mathbf{H}_0\,(\mathbf{H}_0 \times \mathrm{rot}\,\mathbf{h}) + H_0^2\,\mathrm{rot}\,\mathbf{h}$$

tenuto conto della [5] e della [6], la [9] diviene

$$\frac{1}{\sigma\mu}\frac{\partial}{\partial t}\Delta\mathbf{h} + \frac{\mu}{\varrho}H_0^2\Delta\mathbf{h} = \frac{\partial^2\mathbf{h}}{\partial t^2}. \qquad [10]$$

Si deve quindi cercare una soluzione della [10] soddisfacente alle condizioni

$$\begin{aligned} \mathrm{div}\,\mathbf{h} &= 0 \\ \mathbf{H}_0 \times \mathrm{rot}\,\mathbf{h} &= 0 \\ \mathbf{H}_0 \times \mathbf{h} &= 0\,. \end{aligned} \qquad [11]$$

La velocità, la pressione, la densità di corrente e il campo elettrico, saranno date dalle relazioni

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}\,\mathbf{h} \\ p &= p_0 - \varrho\,U - \frac{\mu}{2}h^2 \\ \mathbf{J} &= \mathrm{rot}\,\mathbf{h} \\ \mathbf{E} &= \frac{1}{\sigma}\mathrm{rot}\,\mathbf{h} - \mu\sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}\,\mathbf{h} \wedge \mathbf{H}_0\,. \end{aligned} \qquad [12]$$

In vista dello scopo che si propone di raggiungere questa nota, è sufficiente studiare la propagazione di un'onda elementare piana.

Assunto un riferimento cartesiano col campo primario $\mathbf{H}_0$ in direzione dell'asse z, le [11] si scrivono

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_x}{\partial x} + \frac{\partial h_y}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} &= 0 \\ h_z &= 0\,. \end{aligned} \qquad [11']$$

Se ci si limita a considerare un'onda polarizzata nel piano xz, preso l'asse y coincidente con la direzione $\mathbf{h}$, risulta

$$h_x = 0 .$$

Le [11'] mostrano poi che h_y non dipende dalle coordinate x ed y, pertanto la [10] diviene

$$\frac{1}{\sigma\mu} \frac{\partial^3 h_y}{\partial t \, \partial z^2} + \frac{\mu}{\varrho} H_0^2 \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 h_y}{\partial t^2} . \qquad [10']$$

Un'integrale della precedente equazione ha la forma

$$h_y = h_{0y} \, e^{j(\omega t - fz)} \qquad [13]$$

con

$$f^2 \left(\frac{\mu}{\varrho} H_0^2 + j \frac{\omega}{\sigma\mu} \right) = \omega^2 . \qquad [14]$$

Dalle [12] risulta inoltre

$$\begin{aligned} v_y &= h_{0y} \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} \, e^{j(\omega t - fz)} \\ p &= p_0 - \varrho U - \frac{\mu}{2} h_{0y}^2 \, e^{2j(\omega t - fz)} \\ J_x &= j f h_{0y} \, e^{j(\omega t - fz)} \\ E_x &= \left(\frac{jf}{\sigma} - \mu \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} H_0 \right) h_{0y} \, e^{j(\omega t - fz)} . \end{aligned} \qquad [12']$$

Le relazioni [13] e [12'] mostrano che le onde magneto-idrodinamiche sono onde trasversali, le quali si propagano in direzione del campo primario $\mathbf{H}_0$.

La dispersione anomala delle onde magneto-idrodinamiche.

La velocità di fase e il coefficiente di assorbimento delle onde magneto-idrodinamiche, si ottengono dalla [14].

Indicando con λ la lunghezza d'onda e con k il coefficiente di assorbimento, la [14] diviene

$$\frac{2\pi}{\lambda} - j k = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\mu}{\varrho} H_0^2 + j \frac{\omega}{\sigma\mu}}} . \qquad [15]$$

È conveniente introdurre la frequenza ridotta

$$q = \frac{\omega}{\omega_0} \qquad [16]$$

dove

$$\omega_0 = \frac{\sigma \mu^2 H_0^2}{\varrho} \qquad [17]$$

e la velocità delle onde magneto-idrodinamiche nel caso che la conducibilità sia infinita, cioè

$$V_0 = H_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}} . \qquad [18]$$

L'equazione [15] risolta rispetto a $2\pi/\lambda$ ed a k fornisce

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0 q}{V_0 \sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sqrt{1 + q^2} + 1}}{\sqrt{1 + q^2}} \qquad [19]$$

$$k = \frac{\omega_0 q}{V_0 \sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sqrt{1 + q^2} - 1}}{\sqrt{1 + q^2}} . \qquad [20]$$

Se si indica con V la velocità di fase e si pone

$$k_0 = \frac{V_0}{\omega_0} \qquad [21]$$

i valori ridotti della velocità di fase e del coefficiente di assorbimento risultano

$$\frac{V_0}{V} = \frac{\sqrt{2} \sqrt{1 + q^2}}{\sqrt{\sqrt{1 + q^2} + 1}} \qquad [22]$$

o anche

$$\frac{V}{V_0} = \frac{\sqrt{2}}{q} \sqrt{1 + q^2} \sqrt{\sqrt{1 + q^2} - 1} \qquad [22']$$

e

$$\frac{k}{k_0} = \frac{q}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sqrt{1 + q^2} - 1}}{\sqrt{1 + q^2}} . \qquad [23]$$

Si osservi che se q tende a zero, la velocità di fase tende a V_0 e il coefficiente di assorbimento tende a zero, mentre se q cresce, crescono la velocità di fase e il coefficiente di assorbimento.

Pertanto, ferme restando le altre grandezze, la velocità di fase delle onde magneto-idrodinamiche cresce con la frequenza.

Come è noto tale fenomeno prende il nome di dispersione anomala.

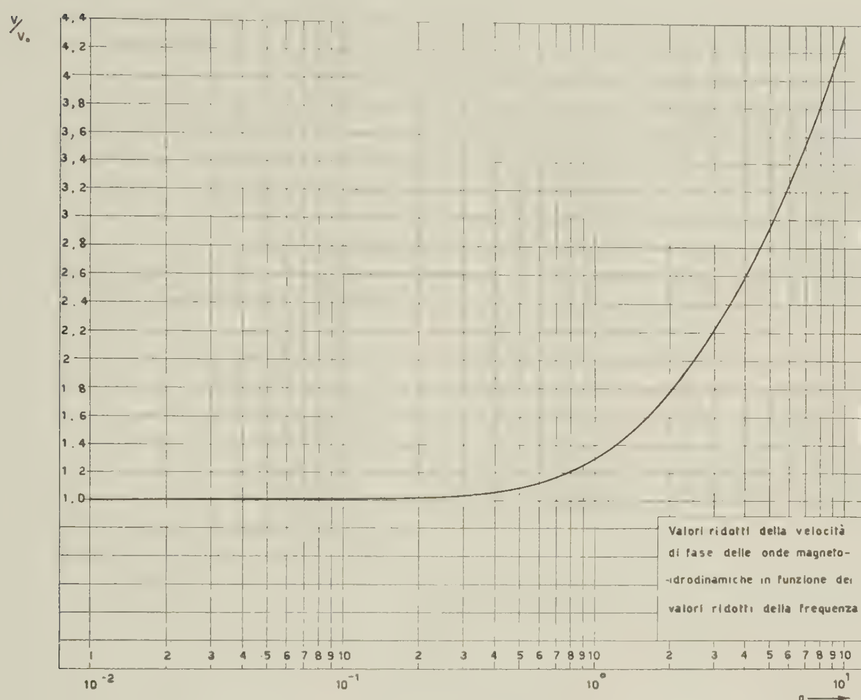


Fig. 1.

Dato che la dispersione non interviene se $q \ll 1$, mentre è sensibile per $q \gg 1$, conviene sviluppare in serie l'espressione della velocità di fase e del coefficiente di assorbimento nei due casi.

a) $q \ll 1$, ossia $\omega \ll \sigma \mu V_0^2$.

La [22] e la [23] forniscono

$$V \simeq V_0 \qquad [22'']$$

$$k \simeq \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\sigma \mu V_0^3} . \qquad [23']$$

Queste relazioni mostrano che se la conducibilità del mezzo è grande, le onde magneto-idrodinamiche si propagano come previsto da Alfvén.

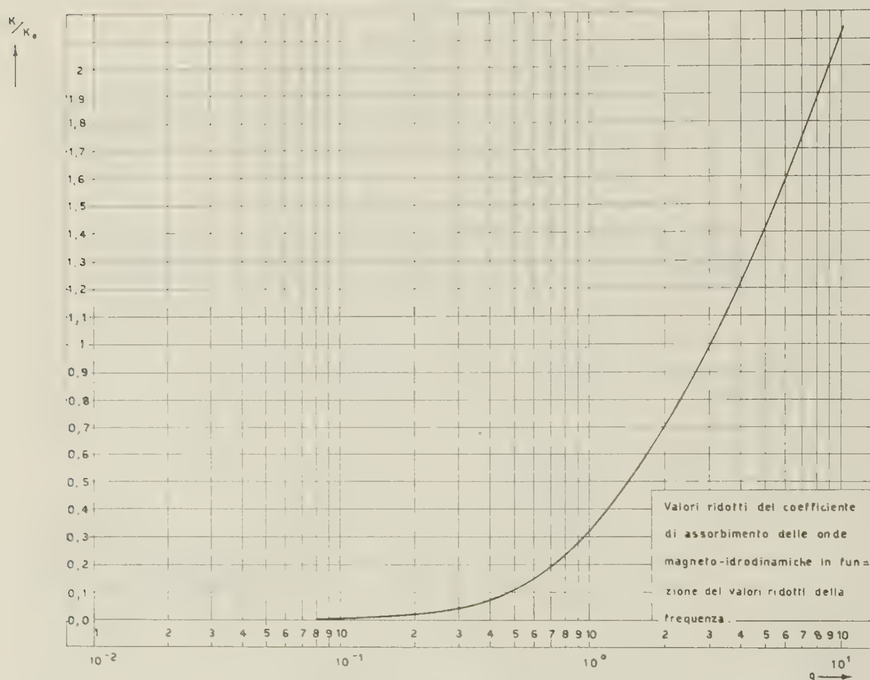


Fig. 2.

b) $q \gg 1$, ossia $\omega \gg \sigma \mu V_0^2$.

La [22] e la [23], in questo caso, divengono

$$V \simeq \sqrt{\frac{2\omega}{\sigma\mu}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sigma\mu V_0^2}{\omega}\right) \qquad [22''']$$

$$k \simeq V_0^2 \sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sigma\mu V_0^2}{\omega}\right). \qquad [23'']$$

La prima delle precedenti relazioni mostra che, in questo caso, la velocità di fase tende a divenire indipendente dalla densità di massa del mezzo e del campo primario al crescere della frequenza.

La possibilità che onde siffatte abbiano un basso coefficiente di assorbimento dipende dalla conducibilità del mezzo, poichè al diminuire della conducibilità la velocità di fase cresce e il coefficiente di assorbimento decresce.

Si può quindi concludere che per opportuni valori della frequenza, delle costanti che caratterizzano il mezzo conduttore e del campo primario, la velocità di fase delle onde magneto-idrodinamiche potrà risultare notevolmente superiore a quella prevista da Alfvén, senza che ciò comporti necessariamente un elevato valore del coefficiente di assorbimento. Tale velocità risulterà inoltre praticamente indipendente dal campo primario e dalla densità di massa del mezzo.

La fig. 1 e la fig. 2 mostrano rispettivamente l'andamento dei valori ridotti della velocità di fase e del coefficiente di assorbimento, in funzione della frequenza ridotta. Questi valori sono contenuti nella tabella 1.

Tabella 1.

q	$\frac{V}{V_0}$	$\frac{k}{k_0}$	q	$\frac{V}{V_0}$	$\frac{k}{k_5}$
0,01	1,000	0,00005	2,50	1,982	0,854
0,05	1,001	0,00125	2,75	2,088	0,922
0,10	1,004	0,00497	3,00	2,192	0,986
0,25	1,023	0,0301	3,50	2,390	1,105
0,50	1,086	0,109	4,00	2,576	1,212
0,75	1,178	0,212	4,50	2,752	1,311
1,00	1,287	0,322	5,00	2,920	1,404
1,25	1,404	0,428	6,00	3,232	1,572
1,50	1,523	0,527	8,00	3,787	1,865
1,75	1,641	0,619	10,00	4,276	2,117
2,00	1,758	0,703	20,00	6,21	3,08
2,25	1,871	0,781	100,00	14,2	7,04

L'andamento della velocità ridotta in funzione del coefficiente di assorbimento ridotto, è illustrato dalla fig. 3.

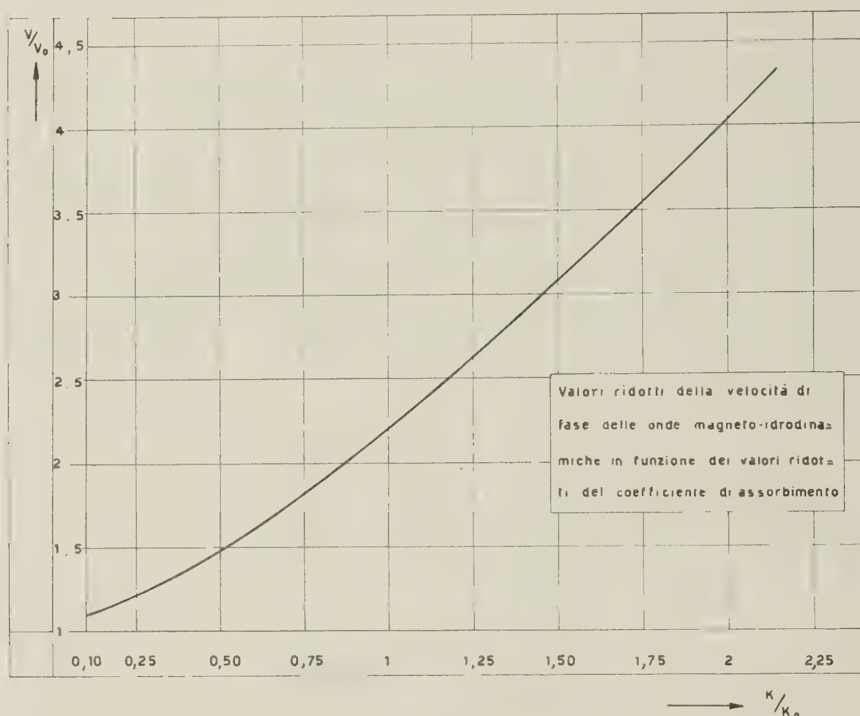


Fig. 3.

Se $q \gg 1$, il coefficiente di assorbimento è approssimativamente proporzionale alla velocità di fase, come risulta dalla [22'''] e dalla [23''].

RIASSUNTO

Viene valutato l'effetto della dispersione anomala sulla propagazione delle onde magneto-idrodinamiche. Si mostra che, per opportuni valori della frequenza, delle costanti che caratterizzano fisicamente il mezzo conduttore e del campo primario, la velocità di fase delle onde magneto-idrodi-

namiche può risultare notevolmente superiore a quella prevista da Alfvén, senza che ciò comporti necessariamente un elevato valore del coefficiente di assorbimento.

ABSTRACT

The effect of an anomalous dispersion on the propagation of magneto-hydrodynamic waves is discussed in the present article.

It is demonstrated that the phase velocity of the magneto-hydrodynamic waves may be considerably higher than the one envisaged by Alfvèn.

Perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici: interdipendenze e relazioni con l'attività solare

F. MARIANI (*)-F. MOLINA (**)

PARTE I

2. L'AURORA POLARE (***)

2.1. Generalità e classificazione dei tipi aurorali.

L'aurora polare presenta grande varietà di aspetti nei quali, tuttavia, si ravvisano dei caratteri generali che permettono una veduta abbastanza organica della morfologia.

In questi ultimi dieci anni, alle osservazioni visuali si è aggiunto il metodo radioelettrico, basato sullo studio dei radioechi riflessi dai banchi di ionizzazione presenti ad altezze di circa 100 km, denominati nel loro complesso radioaurora (*ionized aurora*). Mentre ai risultati delle misurazioni sulla radioaurora non è ancora possibile dare una precisa, definitiva classificazione, per quelli relativi alle aurore visuali è possibile invece dare un quadro abbastanza completo e organizzato.

A scopo di chiarezza, anche in considerazione della rarità del fenomeno in Italia, riportiamo la classificazione dei principali tipi di aurora visuale, secondo le convenzioni adottate dalla Unione Geofisica e Geodetica Internazionale [1], recentemente perfezionate [2].

I fenomeni aurorali si raggruppano in tre categorie principali:

a) Forme a struttura non raggiata
b) Forme a struttura raggiata
c) Aurore fiammeggianti (*flaming aurorae*).

(*) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma — Istituto di Fisica dell'Università, Perugia.

(**) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

(***) Il primo capitolo di questo lavoro è pubblicato in *Ann. Geof.* **12**, 297 (1959).

Ovviamente i limiti tra le diverse categorie non sono netti, ma più o meno graduali.

2.1.1. *Forme a struttura non raggiata.* — a) *Archi omogenei* (*homogeneous arcs*, HA). – Consistono (Tav. I) in una luminosità diffusa in forma di arco di cerchio, che può occupare tutta la volta celeste e che, allorchè è vicina all'orizzonte, appare da questo separata mediante un segmento oscuro. La luminosità in ogni caso è più diffusa nella parte alta e più netta nella parte bassa. Quando un arco si trova in prossimità dello zenith, esso può dividersi in archi paralleli più stretti, o anche assumere struttura fibrosa irregolare.

In generale, specialmente nelle regioni polari, gli archi sono disposti in modo tale che il punto di altezza zenitale maggiore è nella direzione del meridiano geomagnetico. Il colore è di solito da grigio a giallo-verde e solo talvolta rosso. L'arco omogeneo può persistere per diverse ore; spesso cambia lentamente la sua posizione spostandosi verso latitudini geomagnetiche più basse. Può tramutarsi in un arco a struttura raggiata nello spazio di pochi minuti.

b) *Bande omogenee* (*homogeneous bands*, HB). – Sono zone in forma di nastro (Tav. II e III), che possono essere rapidamente variabili e il cui bordo inferiore è spesso assai irregolare. Talvolta hanno andamento semicircolare o ellissoidale, oppure mostrano rientranze così da apparire come una specie di enorme sipario. Lo spessore può variare entro limiti assai larghi. La luminosità può anche essere assai intensa. Spesso le bande omogenee si trasformano in bande a struttura raggiata.

c) *Archi pulsanti* (*pulsating arcs*, PA). – Sono archi o parti di arco che appaiono e scompaiono ritmicamente con periodo da pochi secondi a un minuto e più; compaiono di frequente dopo una o due notti di intense ed estese aurore. Spesso subiscono lenti spostamenti.

d) *Superfici luminose diffuse* (*diffuse surfaces*, DS). – Consistono in una specie di velo luminoso privo di contorni ben definiti, che occupa quasi tutto il campo visibile; oppure, in altri casi, in zone luminose più isolate e dall'apparenza simile a quella delle nuvole. Se ne osservano due tipi, l'uno di colore verdastro che compare durante periodi di grande attività solare, l'altro di colore da grigio a giallo-verde.

e) *Debole luminosità in vicinanza dell'orizzonte* (*glow*, G). – È una debole luminosità bianca o rossastra, somigliante alla luce del crepuscolo, che appare in prossimità dell'orizzonte. Spesso è la parte supe-



Arco omogeneo (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Banda omogenea (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Altro esempio di banda omogenea (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Fascio di raggi in un arco raggiato (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Arco raggiato (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Banda raggiata (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Drappeggio (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Corona (per cortesia del dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, College).

riore di un arco situato al disotto dell'orizzonte. Nelle zone lontane dalle zone polari la colorazione in rosso è abbastanza frequente.

f) *Superfici pulsanti* (*pulsating surfaces*, PS). – Sono chiazze diffuse che ritmicamente, con periodo di qualche secondo, appaiono e scompaiono, conservando la loro forma irregolare. In prossimità dello zenith

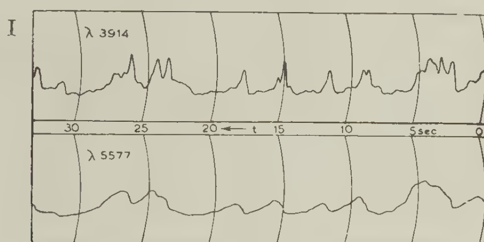


Fig. 2.1. – La intensità I è in unità arbitrarie. Il ritardo d'emissione della riga λ 5577 rispetto alla banda λ 3914, è dovuto alla lunga vita media del livello $^1S_0$ dell'atomo di ossigeno (per cortesia del dr. A. Omholt dell'Institutt for teoretisk astrofysikk, Oslo).

geomagnetico i contorni sono meglio delineati. Spesso le superfici pulsanti appaiono in concomitanza con le aurore fiammeggianti. La fig. 2.1 mostra la fluttuazione tipica di intensità della riga verde λ 5577 Å dell'ossigeno atomico e della banda λ 3914 del primo gruppo negativo del N_2^+ registrata all'Osservatorio di Yerkes.

2.1.2. *Forme a struttura raggiata.* — Sono forme costituite da raggi più o meno lunghi, più luminose delle forme a struttura non raggiata e spesso rapidamente mobili.

a) *Raggi* (*rays*, R). – Sono forme allungate (Tav. IV), isolate o anche assai prossime l'una dall'altra, di lunghezza e spessore assai vari. Possono restare stazionari per qualche minuto, muovendosi lentamente in senso est ovest o viceversa. Il colore può essere giallo, giallo-verde, grigio, e, nelle parti superiori, assai spesso rosso. La luminosità resta sensibilmente costante entro ampia parte della loro lunghezza.

I raggi possono vedersi dopo il tramonto o prima dell'alba anche nella parte di atmosfera illuminata dal Sole; tali forme (*sunlit rays*) si estendono fino a molte centinaia di km di altezza e più spesso hanno colore grigio-violetto, bleu, violetto e rosso. Altre strutture raggiate

sono i raggi divisi (*divided rays*) che appaiono ai limiti del cono d'ombra della Terra: la loro parte inferiore si estende nella zona d'ombra e quella superiore, invece, nella zona illuminata dal Sole; le due parti sono separate da una zona oscura corrispondente al limite del cono d'ombra.

b) *Archi raggiati* (*rayed arcs*, RA). – Sono forme che richiamano gli archi omogenei (Tav. V), ma consistenti di raggi di varia lunghezza, l'uno accanto all'altro; in tali forme possono trasformarsi gli archi omogenei. Il loro bordo inferiore è più netto e più luminoso delle parti più alte.

c) *Bande a struttura raggiata* (*rayed bands*, RB). – Consistono di una serie di raggi (Tav. VI) che possono essere ravvicinati l'uno all'altra lungo una banda omogenea. Spesso hanno forma ondulata o ad U; quando sono prossime allo zenith somigliano a ventagli. Spesso si hanno parecchie bande parallele l'una all'altra.

d) *Drappeggi* (*draperies*, D). – Sono forme rassomiglianti a un sipario (Tav. VII) con il bordo inferiore ondulato e più luminoso delle parti alte, che si hanno quando i raggi di una banda raggiata divengono molto lunghi. È frequente il caso di più drappeggi paralleli.

e) *Corona* (*corona*, C). – È la forma (Tav. VIII) che si osserva quando i raggi, comparendo in prossimità dello zenith, sembrano, per ragioni di prospettiva, tutti diretti verso un unico punto, detto *punto di irradiazione*. Tale punto in generale è prossimo allo zenith geomagnetico. I raggi possono circondare il punto di irradiazione in tutte le direzioni ovvero solo in alcune di esse. Analogo fenomeno prospettico può anche prodursi per altre forme aurorali che appaiono in prossimità dello zenith geomagnetico.

2.1.3. *Aurore fiammeggianti* (*flaming aurorae*, F). — Sono forme rapidamente variabili, costituite da intense onde di luminosità che si muovono verso l'alto una dopo l'altra, nella direzione dello zenith geomagnetico. Le aurore fiammeggianti sono frequenti dopo grosse aurore del tipo R o del tipo D e spesso sono seguite da formazione di corona.

2.1.4. *La radioaurora.* — Si indica con tale denominazione la intensa ionizzazione che si rileva mediante radiosondaggi con onde metriche alle quote e alle latitudini tipiche delle aurore visuali.

La prima notizia di echi radioelettrici osservati a Jodrell Bank risale al 1947: Lovell, Clegg e Ellyett (3) segnalarono di aver ricevuto

echi discreti ed echi diffusi sulla frequenza di 46 MHz. Molti dei casi di anormali aumenti di ionizzazione nello strato E, riscontrati da vari autori specialmente alle latitudini polari, sono stati attribuiti da Aspinall e Hawkins (4) a riflessioni da radioaurore; gli autori hanno anzi riscontrato la presenza di due diversi tipi di echi, associati l'uno con gli archi e l'altro con i raggi. Occorre dire, tuttavia, che Harang e Landmark (5) sono giunti a conclusioni totalmente diverse; essi, pur rilevando apprezzabile correlazione tra la presenza dei radioechi e l'attività aurorale (e geomagnetica), hanno riscontrato una loro assai scarsa correlazione con la posizione spaziale delle aurore; inoltre, anche puntando le antenne nella direzione di intense apparizioni aurorali, non hanno sempre osservato radioechi. Gli autori concludono con l'attribuire gli echi a retrodiffusione delle radioonde da terra o dal mare, dopo riflessione su formazioni di strato E sporadico, le cui densità ioniche crescono sensibilmente durante le apparizioni aurorali e le tempeste magnetiche.

La radioaurora accompagna di norma l'aurora visuale; tuttavia, non sembra che ci sia sempre coincidenza nello spazio e nel tempo.

Dallo studio dei radioechi si riconosce che le densità elettroniche cui va attribuita la riflessione verso terra delle radioonde raggiungono (3, 6) valori di $10^7 \div 10^8$ cm^{-3}, e finanche $10^9 \div 10^{10}$ cm^{-3} nelle manifestazioni aurorali più intense. Una differenza tra i radioechi provenienti dagli archi e dalle strutture raggiate è stata segnalata a College da Bowles (7): in effetti, l'autore, sperimentando con una frequenza di 25,4 MHz, ha rilevato la presenza di effetto Doppler nei radioechi, constatando che quelli corrispondenti a un moto verso il basso erano associati con le forme aurorali omogenee, mentre quelli corrispondenti a un moto verso l'alto erano associati con le forme aurorali raggiate.

Lo studio delle radioaurore costituisce un utile complemento a quello delle aurore visuali in quanto, mentre queste sono osservabili solo di notte e in condizioni di cielo favorevoli, le radioaurore lo sono per 24 ore su 24.

2.2. Distribuzione geografica e spaziale delle aurore. Movimenti.

2.2.1. *Distribuzione geografica.* — Di norma le aurore si osservano regolarmente nelle zone prossime ai circoli polari artico e antartico. Eccezionalmente si sono registrate aurore anche a latitudini molto basse, fin quasi all'equatore: così per es. il 4 Febbraio 1872 una aurora fu

vista a Bombay (lat. geogr. 19° N, lat. geomagn. 10° N) e il 25 Settembre 1909 ne fu vista una a Singapore (lat. geogr. 1° N, lat. geomagn. 10° S).

Le zone di massima frequenza delle aurore sono due zone anulari, situate a una distanza angolare di circa 20 ÷ 25° dai poli geomagnetici nord e sud, abbastanza simmetriche intorno ai poli stessi.

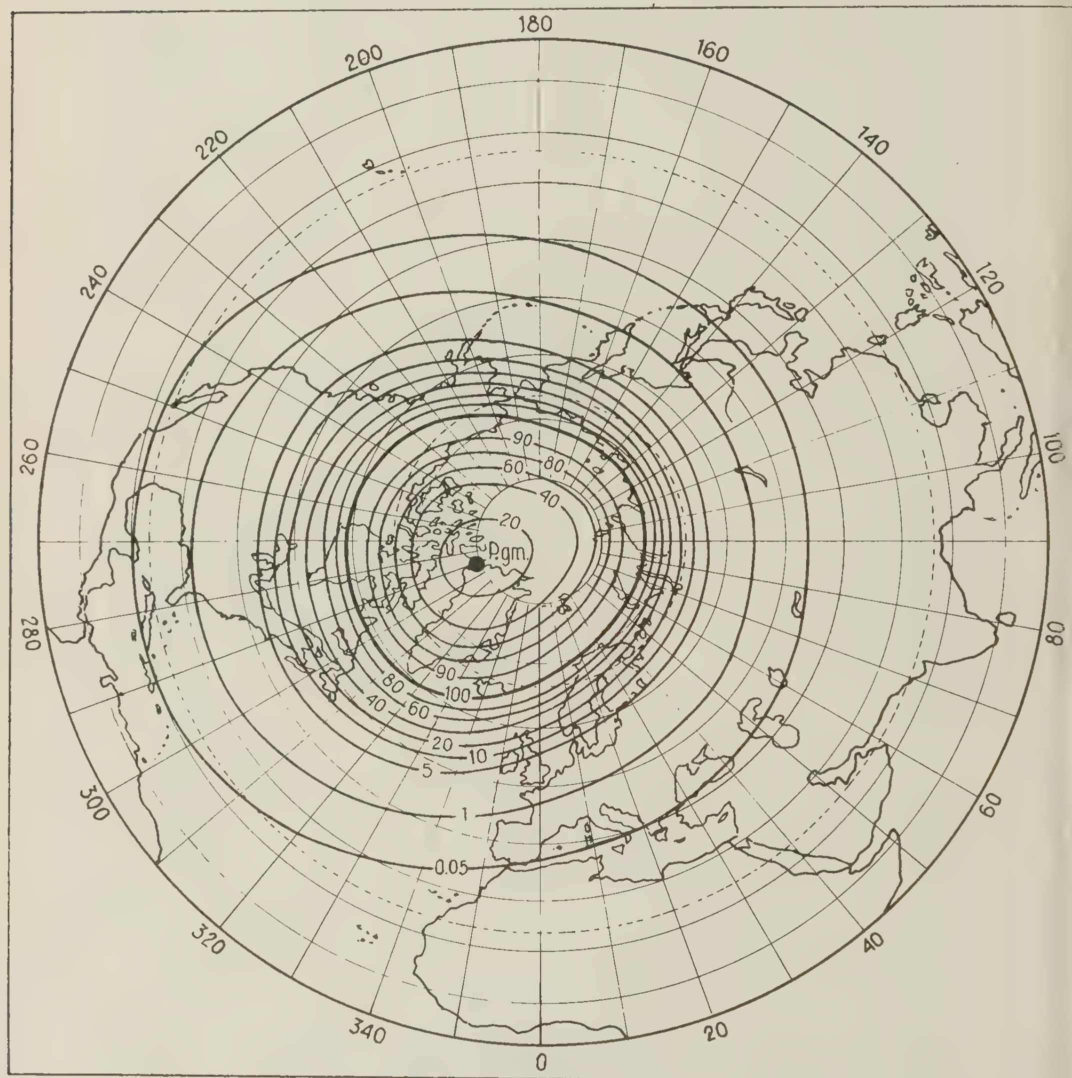
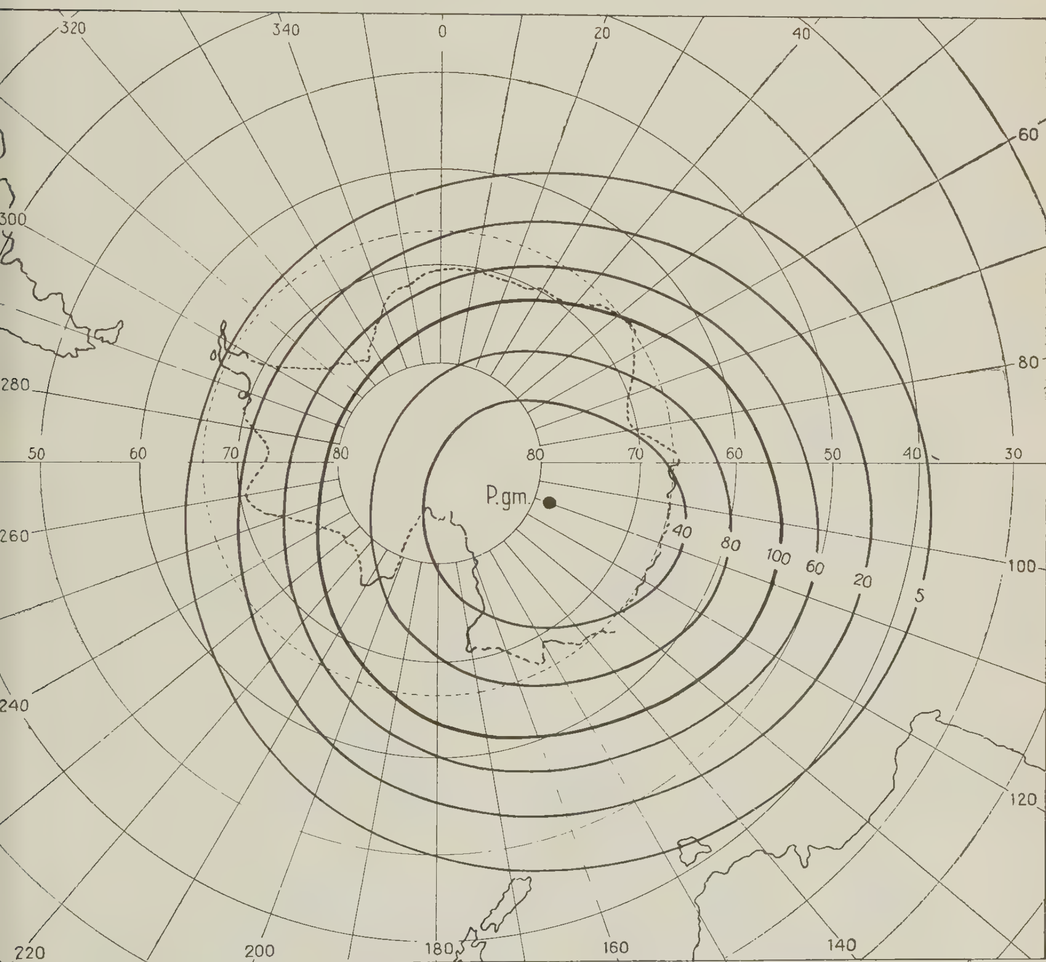


Fig. 2.2. – Isocasme per l'emisfero nord. P. gm. polo geomagnetico nord (secondo Vestine

Le fig. 2.2 e 2.3 mostrano le due più recenti carte delle isocasme (linee luogo dei punti ove uguale è la frequenza media di apparizione delle aurore), costruite da Vestine (8) e Vestine-Snyder (9) rispettivamente per gli emisferi nord e sud.

Ovviamente, nella costruzione delle carte intervengono numerose cause di imprecisione, tra cui, principali, la mancanza di risoluzione, specie in latitudine, nelle osservazioni aurorali e l'uso di risultati di osservazioni effettuate durante cicli solari differenti o in epoche diverse



ig. 2.3. – Isocasme per l'emisfero sud. P. gm. polo geomagnetico sud (secondo Vestine e Snyder).

dello stesso ciclo; per l'emisfero sud si aggiunge inoltre la notevole scarsità delle osservazioni.

2.2.1.1. *Associazioni tra aurore boreali e aurore australi.* — Nel 1881, Fritz aveva ritenuto di poter stabilire che « grandi aurore nell'emisfero nord corrispondono *sempre* a grandi aurore nell'emisfero sud ». Solo recentemente la questione è stata ripresa da Little e Shrum ([10]) che hanno confrontato le osservazioni aurorali effettuate dal 1938 al 1946 nella Nuova Zelanda e nella Regione dei Laghi di New York, a latitudini geomagnetiche corrispondenti: su 3285 giorni di osservazione in cui

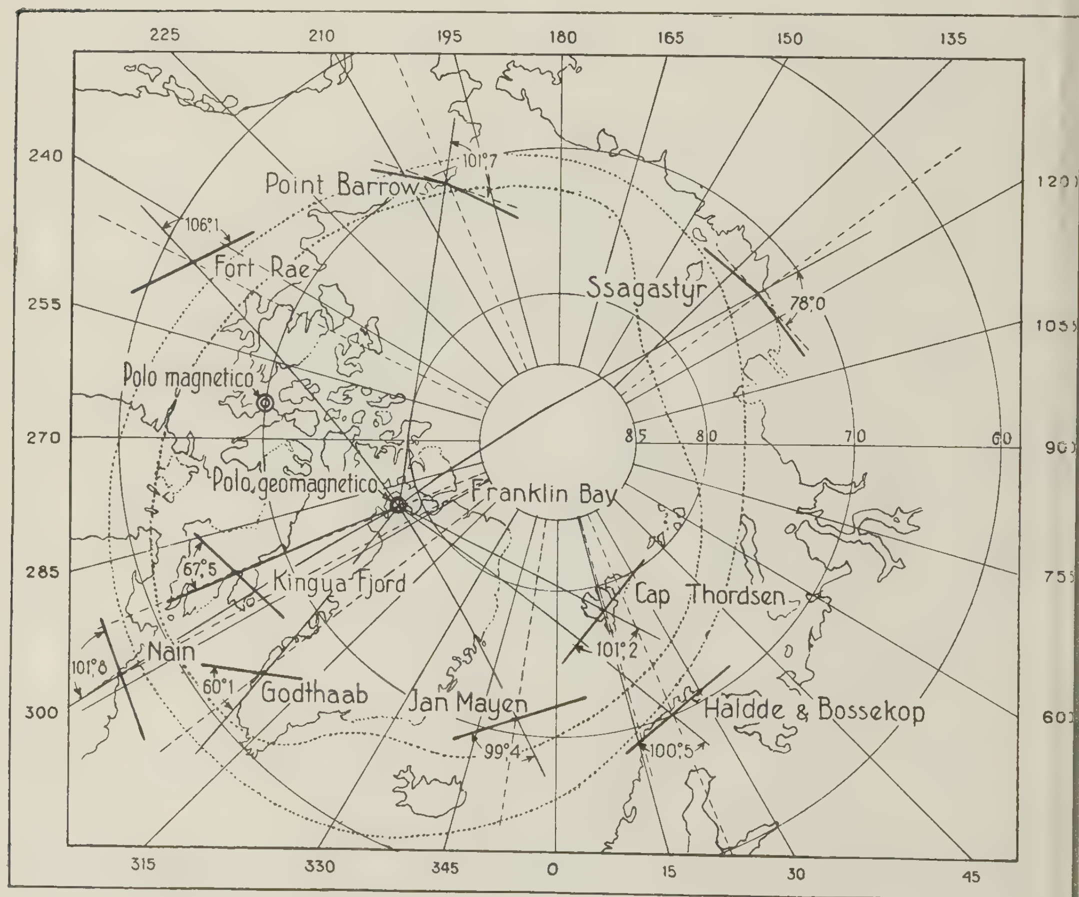


Fig. 2.4. – Orientazione degli archi (secondo Vegard e Krogness).

vi furono 1316 giorni con aurora boreale e 863 con aurora australe, se ne ebbero 498 con aurore simultanee (entro l'intervallo tra le 0^h e le 12^h di Greenwich).

La probabilità di apparizione di aurore simultanee risulta pertanto di circa 15%; d'altra parte, la probabilità che si trattasse di coincidenze casuali risulta del 10%, cosicchè sembra di poter concludere che una associazione tra aurore boreali e australi è assai dubbia; alla stessa conclusione giungono gli autori confrontando anche le intensità delle aurore.

2.2.2. *Disposizione spaziale delle varie forme aurorali.* — Nel complesso si può ritenere che gli archi omogenei (fig. 2.4) si dispongono in modo da risultare sensibilmente ortogonali al meridiano geomagnetico del luogo di osservazione: in effetti ([11, 12]) l'azimut della loro parte occidentale rispetto al meridiano geomagnetico (orientato nel senso nord-sud) appare in media di parecchi gradi superiore ai 90°. Una più o meno simile orientazione predominante si riscontra anche per gli archi a struttura raggiata, per le bande e per i drappeggi. L'azimut degli archi subisce sensibili variazioni diurne: è ben evidente una diminuzione che giunge a $20 \div 30°$ nelle 3-4 ore che seguono la mezzanotte intorno alla quale l'attività geomagnetica è massima; inoltre, l'esame delle differenze negli andamenti degli azimut della loro parte occidentale rispetto alla direzione nord-sud del meridiano geografico a Bossekop ([11]) (anni 1838-40), Cap Thordsen ([13]) (anni 1882-83) e Tromsö ([14]) (anni 1929-38) suggerisce (fig. 2.5) una variazione secolare che probabilmente è collegata alla variazione secolare del campo magnetico terrestre. Recentemente Jensen e Currie ([15]) hanno segnalato anche variazioni di tipo stagionale nella orientazione degli archi; gli autori aggiungono che le loro osservazioni portano a ritenere per lo meno dubbia l'esistenza della variazione oraria di orientazione sopra riscontrata. Secondo i risultati di tali ricerche l'azimut medio degli archi a Saskatoon, per gli anni 1949-51, è risultato di 96,4° con un massimo di circa 115° in Febbraio e un minimo di circa 86° in Ottobre-Novembre.

Quanto alla posizione del punto di irradiazione della corona, la sua altezza angolare risulta di regola di $1 \div 2°$ minore della inclinazione magnetica al suolo nel luogo di osservazione; tale abbassamento è in accordo solo qualitativo con quanto ci si può aspettare tenendo conto della curvatura verso sud delle linee di forza del campo magnetico terrestre alle quote aurorali: in effetti Vegard e Krogness hanno calcolato che a 200 km da terra l'abbassamento delle linee di forza risulta di circa 0,1°.

2.2.3. *Distribuzione in altezza.* — L'altezza minima a cui si manifestano i fenomeni aurorali è compresa di regola tra 80 e 100 km. Quanto alla altezza massima, nella zona notturna della Terra essa raramente supera i 250 ÷ 300 km; solo in casi eccezionali, in corrispondenza a grandi tempeste magnetiche, si sono osservate aurore fino a 700 km. Ben

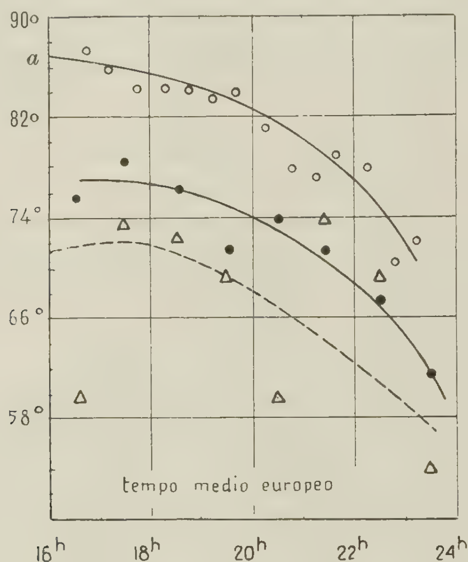


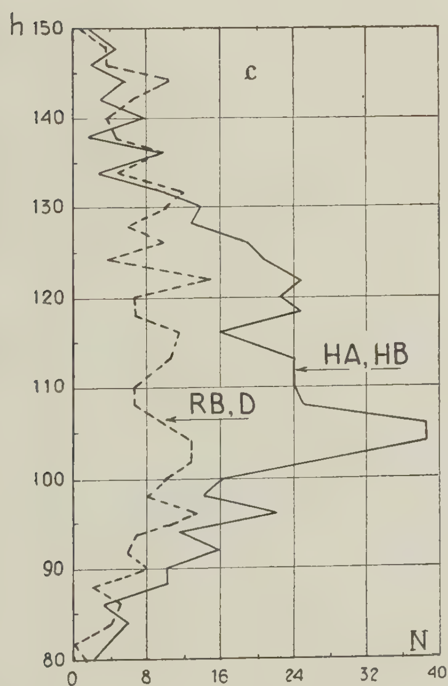
Fig. 2.5. – Andamenti temporali degli azimut a, rispettivamente a Bossekop (ooo), Cap Thordsen (△△△) e Tromsö (•••). (secondo Harang).

più frequenti sono le osservazioni di forme aurorali a grandi altezze nella atmosfera illuminata dai raggi solari al crepuscolo (*sunlit aurorae*).

Le osservazioni più numerose si riferiscono ovviamente alle forme aurorali notturne.

Le figg. 2.6 *a* e 2.6 *b* riportano la frequenza di occorrenza dei limiti inferiori dei differenti tipi di aurore, osservate all'Osservatorio di Haldde, nella Norvegia settentrionale, nel 1913-14 secondo una statistica dovuta a Vegard e Krogness ([11]); la tabella 2.1 riporta le medie pesate H delle altezze minime per i vari tipi, il numero N di osservazioni e la media pesata complessiva.

Le determinazioni di altezza delle aurore òsservate in Norvegia sono generalmente in accordo con quelle fatte da altri autori in altri luoghi: così Currie ([16]) a Chesterfield Inlet, in Canadà, ha ottenuto negli



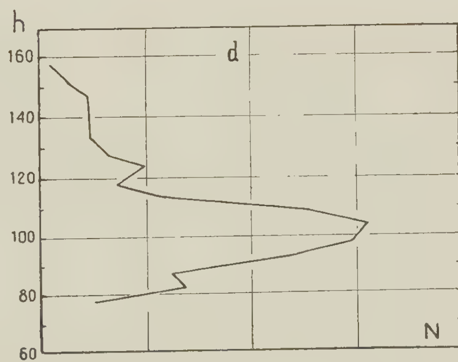


Fig. 2.6. – Frequenza N di occorrenza del limite inferiore h (in km) di varie forme aurorali:

a,b ad Haldde (secondo Vegard e Krogness);

c a Chesterfield Inlet (secondo Currie);

d a Saskatoon; in questa fig. N indica il numero relativo di aurore (secondo Currie, Forsyth e Vawter).

anni 1932-33 la distribuzione in altezza riportata in fig. 2.6 *c* con un valore medio del limite inferiore delle forme aurorali quiete di 110,0 km, in luogo dei 107,9 km ottenuti in Norvegia; così pure, Fuller e Bramhall ([17]) trovano, in Alaska, un valore di circa 110 km e Alty e Wilson ([18]), a Saskatoon, trovano altezze intorno ai 105 km, con i valori più bassi prossimi a 60 km anzichè ai circa 80 km misurati da Störmer in Norvegia.

Tabella 2.1.

Tipo di aurora	N	H in km
R	61	113,2
RB, D	409	109,7
RA	888	106,6
HA	409	109,1
HA, HB divisi, PS	160	106,0
	1927	107,9

Recentemente sono state determinate anche le altezze delle radioaurore: Currie, Forsyth e Vawter ([6]) hanno ottenuto valori medi intorno ai 110 km (fig. 2.6 *d*); e così pure Unwin e Gadsden ([19]) nella Nuova Zelanda; Bullough e Kaiser ([20]) per le due aurore del 15-16 Maggio 1953 e 15 Ottobre 1953 hanno misurato a Jodrell Bank altezze prossime ai 125 km.

Una interessante caratteristica dell'altezza del bordo inferiore degli archi e dei drappeggi a latitudini aurorali (a Tromsö) è la tendenza a diminuire fino anche di 10 $\div$ 20 km ([14]) al crescere della intensità luminosa (fig. 2.7 *a* per gli archi, fig. 2.7 *b* per i drappeggi). Inoltre è stato rilevato un sistematico abbassamento dello stesso ordine di grandezza nel corso della notte, che è stato posto in relazione a un abbassamento notturno delle superfici isobariche in corrispondenza alle quali si forma il limite inferiore delle aurore.

Nelle zone a latitudine inferiore a quella della zona aurorale, le cose sono alquanto diverse ([21]) in quanto, durante la notte, gli archi

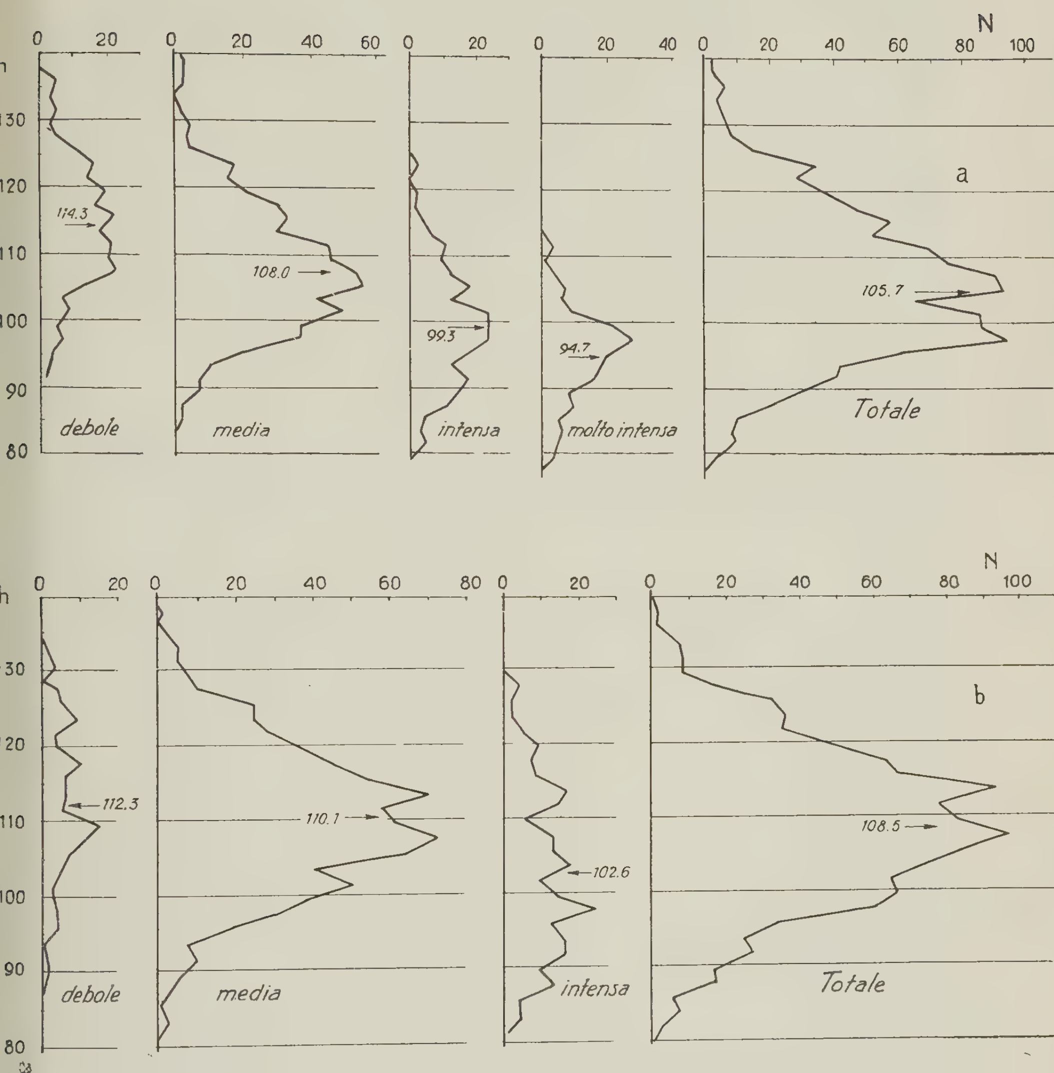


Fig. 2.7. – Frequenza N di occorrenza del limite inferiore h (in km) per archi (a) e drappeggi (b) di diversa intensità a Tromsö, anni 1929-38 (secondo Harang).

omogenei restano praticamente sempre alla stessa quota, mentre le forme raggiate tendono ad abbassarsi notevolmente, finanche di 30 km.

Il doppio massimo che si riscontra spesso nella curva della distribuzione in altezza è stato attribuito ad effetti di marea. In realtà, nel lavoro già citato, Vegard e Krogness avevano riscontrato che la massima frequenza di apparizione delle aurore si ha intorno a 100 e a 106 km dal suolo rispettivamente durante la fase di marea calante e di marea crescente, cosicchè i due massimi andrebbero interpretati semplicemente come due diverse posizioni di un unico massimo spostantesi insieme al livello isobarico in corrispondenza al quale esso si forma. Successivamente, Egedal ([22]) mise in risalto la possibilità di assumere informazioni sui moti di marea intorno ai 100 km da Terra appunto dallo studio della curva di frequenza delle aurore e riscontrò ([23]) un analogo effetto di marea sul livello di estinzione delle meteore, con ampiezza di oscillazione di qualche km come per le aurore.

Quanto invece alle *sunlit aurorae* il cui bordo inferiore sia osservabile simultaneamente nella zona illuminata dal Sole e nella zona in ombra, esse sembrano essere più alte nella prima che nella seconda.

2.2.4. *Movimenti delle forme aurorali.* — Spesso le varie forme aurorali si evolvono, come già si è detto, assai rapidamente e possono in tal modo dare all'osservatore la sensazione di moti convettivi di insieme. In singole occasioni si sono osservati rapidi spostamenti di aurore del tipo DS: così per es. nella aurora del 25 Marzo 1953 osservata da Stormer ([24]) a Trondheim e Lökken Verk fu rilevata una velocità di deriva in direzione est dell'ordine di 200 m/sec.

Recentemente sono state avviate ricerche sistematiche basate sulla osservazione del moto di deriva di forme aurorali ben individuabili, in particolare le forme raggiate. Sono stati effettivamente riscontrati dei movimenti prevalentemente nella direzione dei paralleli ([25, 26]), con velocità apparenti dell'ordine di qualche centinaio di m/sec. Sebbene, considerati singolarmente, tali movimenti presentino caratteristiche non molto regolari, tuttavia ([25, 27]) nel complesso si può affermare che, statisticamente, la velocità di deriva inverte il suo senso da ovest verso est a est verso ovest intorno alla mezzanotte locale, ciò che potrebbe essere in connessione con l'analogo fenomeno di inversione che pure si riscontra intorno alla mezzanotte nelle correnti ionosferische che determinano la variazione S_D del campo magnetico terrestre (v. **1.3.3**). Tuttavia recenti misure di Kim e Currie ([28]) non sembrano confermare tale inversione di velocità.

Si discute tuttora sulla interpretazione fisica delle osservate velocità di deriva: se cioè si tratti di effettivi movimenti convettivi della atmosfera, oppure se si tratti di movimenti apparenti dovuti a un graduale spostamento rispetto alla Terra delle aree colpite dalla radiazione incidente che eccita la luminosità aurorale. Le determinazioni di Kim e Currie non hanno rivelato movimenti delle forme aurorali attribuibili alla rotazione della Terra rispetto a una eventuale direzione di incidenza della radiazione, fissa nello spazio. L'ipotesi più probabile sembra pertanto la prima; tuttavia, una parola definitiva potrà essere detta solo effettuando osservazioni di effetti Doppler in determinate, favorevoli condizioni.

2.3. Variazioni temporali

Pur nella complessità della fenomenologia si riconoscono, statisticamente, certe ricorrenze caratteristiche: in particolare variazioni diurne, variazioni di periodo 27 giorni, variazioni stagionali e variazioni a lungo termine di periodo circa undici anni. Ovviamente le statistiche possono ritenersi significative solo alle alte latitudini, dove la frequenza di apparizione delle aurore è sufficientemente elevata; d'altra parte, c'è anche da osservare che, a latitudini troppo vicine alla zona aurorale, alle quali l'aurora è presente in tutte (o quasi) le notti, le variazioni di 27 giorni, annuale e undecennale sono, appunto per tale ragione, difficilmente riscontrabili, almeno per quanto riguarda la frequenza di apparizione.

2.3.1. *Variazioni diurne.* — L'osservazione visuale e l'osservazione strumentale, protratte per l'intera durata della notte, consentono di rilevare che le ore di massima e minima intensità per una determinata forma di aurora variano ampiamente a seconda del tipo aurorale considerato. In generale, sulla Scandinavia meridionale, sull'Inghilterra e sull'Europa centrale, le forme raggiate del tipo RA, RB e C hanno intensità massima intorno alle 22^h di tempo locale. Una statistica effettuata da Vegard [29] nelle zone artiche ha messo in evidenza che le forme raggiate e le corone sono in media più frequenti circa 1,3 ore prima della mezzanotte geomagnetica locale (v. **1.3.2**). Per le forme intense e brillanti o, rispettivamente, deboli e quiete, Fuller [30] ha trovato, a College, che le prime sono più frequenti nelle ore serali e le altre nelle ore mattutine.

Quanto alle radioaurore, l'andamento diurno delle frequenze di apparizione (fig. 2.8) osservate negli Stati Uniti e in Canadà mostra

caratteristiche notevolmente interessanti: pur essendo possibile, come già si è detto, tenere in esame la radioaurora per 24 ore su 24, risulta tuttavia che essa è presente di regola solo dopo le 14^h di tempo locale, con un massimo intorno alle 20^h, e fino alle 4^h del mattino. Questa caratteristica della radioaurora di essere praticamente assente nelle ore antimeridiane richiama l'analoga caratteristica delle perturbazioni magnetiche polari (v. **1.3.5**).

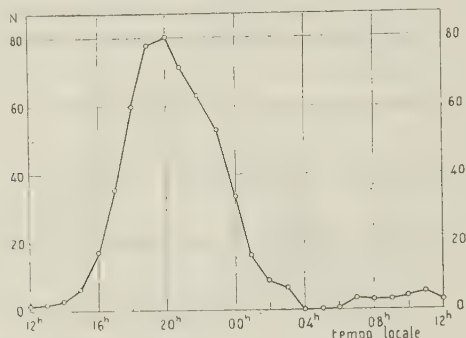


Fig. 2.8. – Variazione diurna della frequenza N di osservazione della radioaurora negli anni 1949-51 (secondo Gerson).

Tutto ciò suggerisce che nelle prime ore del mattino agisca qualche meccanismo, nell'atmosfera o fuori di essa, che tende a impedire forti aumenti di ionizzazione: potrebbe trattarsi di un effetto connesso con l'azione della radiazione ultravioletta solare (peraltro non chiaramente immaginabile) oppure di un effetto dovuto alla precessione del polo geomagnetico intorno al polo geografico che, nella plausibile ipotesi che l'aurora sia prodotta da un fascio di particelle cariche, influirebbe sulle orbite di queste.

2.3.2. *Variazione di periodo 27 giorni.* — Le aurore di moderata entità mostrano, secondo Fritz (C) e Sverdrup (31), tendenza a ricorrere dopo circa 27 giorni, in presumibile relazione con il riapparire sul Sole di un centro perturbato o, più probabilmente, di una regione M dopo una sua intera rotazione.

In una recente analisi statistica di 1267 aurore osservate negli anni 1897-1951 all'Osservatorio di Yerkes (lat. geomagn. 53° N), Meinel, Negaard e Chamberlain (32), studiando le ricorrenze di periodo da 1 a

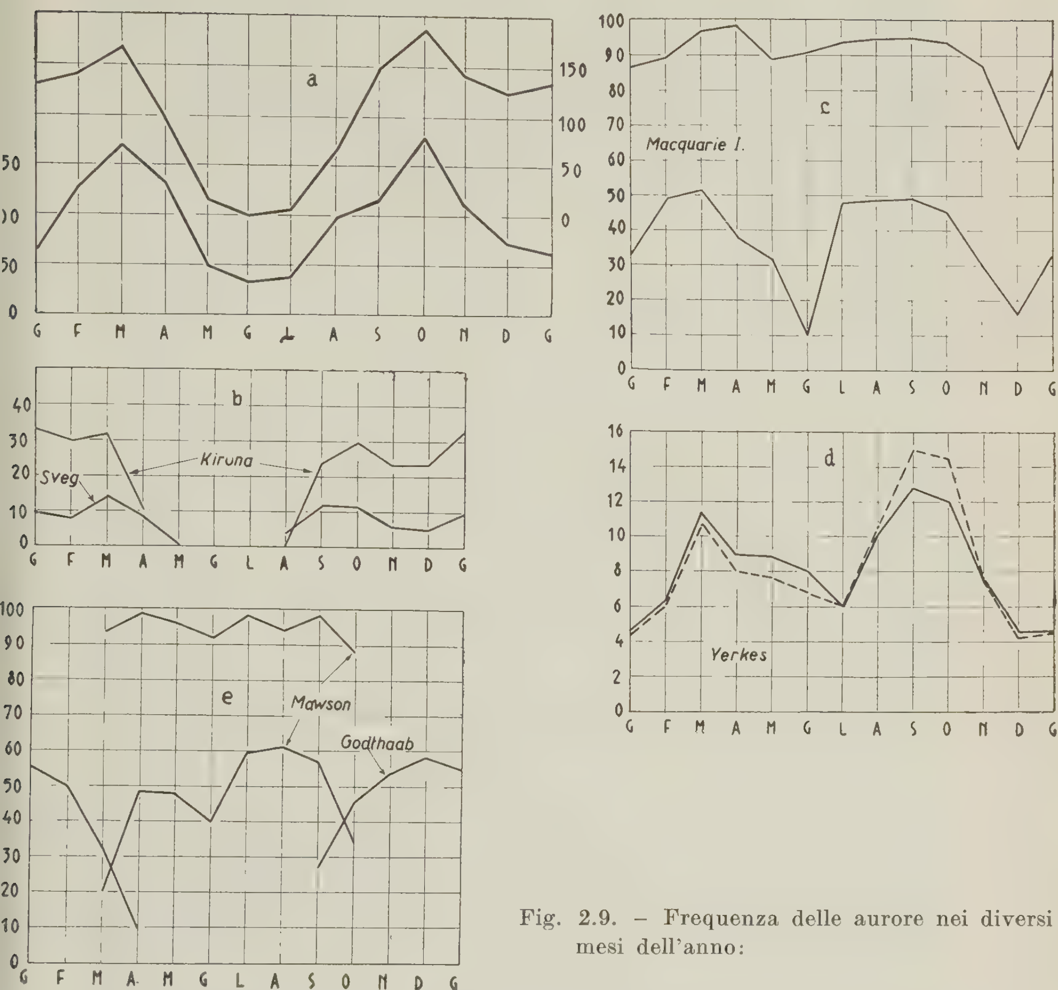


Fig. 2.9. – Frequenza delle aurore nei diversi mesi dell'anno:

a in Svezia (curva superiore) e nell'emisfero sud (curva inferiore); le curve sono normalizzate in modo che la media annuale sia uguale a 100 (secondo Chapman e Bartels);

b a Kiruna e Sveg;

c,e a Macquarie I. e a Mawson; curva inferiore, frequenza osservata; curva superiore, frequenza corretta;

d a Yerkes; curva tratteggiata, percentuale del numero annuo totale; curva continua, percentuale corretta (secondo Meinel, Negaard e Chamberlain).

400 giorni, hanno rilevato una ricorrenza principale di circa 29,5 giorni, attribuita al disturbo della luce lunare sulle osservazioni aurorali, eliminata la quale resta soltanto una lieve, se pur definita indicazione di una ricorrenza di 26 ÷ 27 giorni. Questa ricorrenza risulta assai attenuata rispetto a quella trovata da precedenti autori su periodi costituiti da poche sequenze di 27 giorni, ciò che può essere semplicemente attribuito alla non eliminazione, su così brevi periodi, della interferenza colla ricorrenza lunare.

2.3.3. *Variazioni stagionali.* — La statistica della frequenza delle apparizioni aurorali presentata da Chapman e Bartels per latitudini inferiori a quelle delle zone aurorali mostra (fig. 2.9 *a*) che essa presenta massimi equinoziali e minimi solstiziali.

La fig. 2.9 *b* mostra le frequenze percentuali mensili delle aurore osservate a Kiruna (lat. geogr. 68° N e geomagn. 65° N) e a Sveg (lat. geogr. 62° N e geomagn. 59° N) per gli anni 1939-57; la fig. 2.9 *c* riporta le frequenze osservate a Macquarie I. (lat. geogr. 54°,5 S e geomagn. 61° S) per gli anni 1950-58. La mancanza di aurore visuali durante l'estate sia in Svezia che nell'emisfero sud è, almeno in parte, dovuto alla lunga permanenza del Sole sull'orizzonte; in contrasto tuttavia con i risultati di Chapman e Bartels, i massimi equinoziali o mancano, specie nell'emisfero sud, oppure sono assai poco pronunciati. Un ulteriore elemento di dubbio sulla effettiva presenza di massimi equinoziali a latitudine geomagnetica piuttosto elevata è costituito dal fatto che se le percentuali di apparizione di aurore vengono riferite solo al numero di giorni in cui le condizioni meteorologiche erano a « priori » favorevoli alla effettiva osservazione, anzichè al numero totale di giorni contenuti nel periodo considerato, allora le curve sperimentali « corrette » (almeno per l'emisfero sud) si appiattiscono notevolmente: in particolare, a Macquarie I., non appare alcun effetto equinoziale in settembre-ottobre.

Con riferimento a più basse latitudini geomagnetiche, Meinel, Negaard e Chamberlain, nel lavoro già citato ([32]), hanno riscontrato (figura 2.9 *d*) la chiara presenza di due massimi equinoziali della frequenza percentuale di occorrenza delle aurore all'Osservatorio di Yerkes (anni 1897-1951), di cui quello autunnale prevalente su quello primaverile, anche tenendo opportunamente conto degli effetti meteorologici e della diversa durata della notte nei diversi mesi dell'anno.

All'interno delle zone aurorali (a latitudini superiori ai 70° circa) la situazione sembra alquanto diversa: la fig. 2.9 *d* riporta le frequenze percentuali mensili delle aurore osservate ([33]) a Godthaab (lat. geomagn.

76° N) negli anni 1865-82 e a Mawson (lat. geomagn. 73° S) negli anni 1954-58: le osservazioni, oltrechè scarse, sono limitate ai mesi invernali, data la presenza continua del Sole sull'orizzonte durante i mesi estivi; nell'emisfero nord sembra presente un andamento con un solo netto massimo invernale, anzichè un minimo come sembra avvenire al di fuori dell'anello aurorale; nell'emisfero sud i dati di osservazione sono ancora più scarsi che nell'emisfero nord; a Mawson, in particolare, le frequenze percentuali mensili sembrano mostrare due massimi in aprile e luglio; tuttavia le frequenze « corrette » non sono sensibilmente diverse nei mesi da marzo a ottobre.

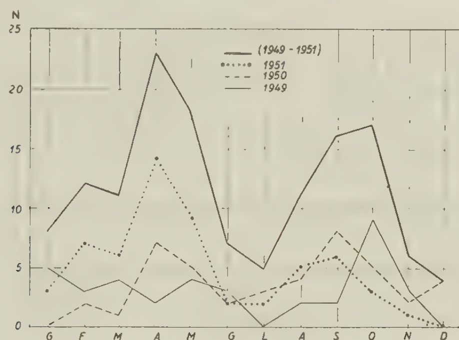


Fig. 2.10. – Frequenza oraria delle radioaurore (secondo Gerson).

Si può concludere che il problema della variazione stagionale della frequenza di apparizione delle aurore visuali è tutt'altro che risolto; esso merita uno studio più approfondito, specie per quanto riguarda la questione dei massimi equinoziali, in connessione con l'analoga caratteristica presentata dalle perturbazioni geomagnetiche (v. **1.5.3**).

Per quanto concerne invece la radioaurora, le indicazioni sperimentali sono notevolmente più significative, sopratutto per il fatto di non essere influenzate da fattori meteorologici; la fig. 2.10 mostra il numero N di giorni in cui essa fu osservata da Gerson ([34]), separatamente per gli anni 1949, 50 e 51 e, complessivamente negli anni 1949-51. A differenza delle aurore visuali, sono ben evidenti due massimi in aprile e in ottobre: occorre tuttavia tenere presente che le osservazioni di Gerson si riferiscono a latitudini geomagnetiche piuttosto basse (tra 50 e 60° N).

2.3.4. *Variazioni di periodo undici anni.* — In linea generale si riscontra un certo parallelismo di comportamento tra numero di Wolf R e numero di giorni N in cui per ogni anno si sono osservati fenomeni aurorali. La fig. 2.11 per es. mostra l'andamento di N e R per gli anni 1780-1877 ottenuto da Harang su dati raccolti da Tromholt ([35]) per la Norvegia; risultati sostanzialmente analoghi sono stati ottenuti, per gli anni 1840-96 da Boller ([36]) per l'emisfero Sud.

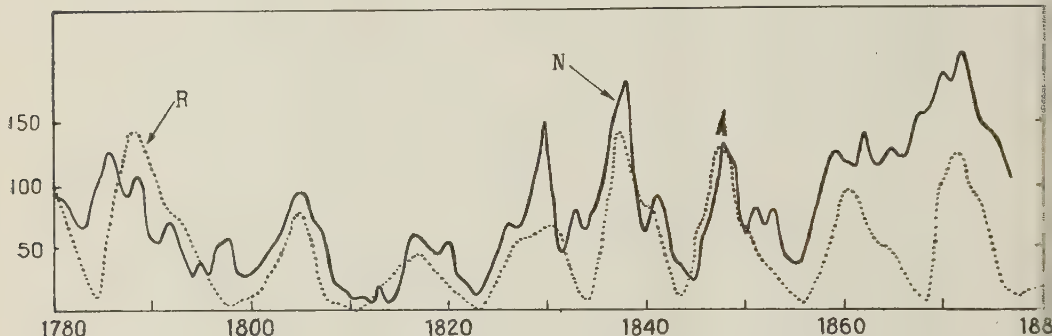


Fig. 2.11. – Variazione secolare della frequenza delle aurore (secondo Tromholt).

Questi e altri analoghi risultati suggeriscono che, a latitudini inferiori a quelle delle zone aurorali, la massima frequenza di apparizione si ha all'incirca un anno o due dopo il massimo dell'attività solare, sia nell'emisfero nord ([37]) che nell'emisfero sud ([38]).

A latitudini superiori a quelle delle zone aurorali, di quella artica almeno, si ha invece un comportamento inverso, con massimi di frequenza all'incirca corrispondenti a minimi di attività solare e viceversa ([39]).

C'è tuttavia da rilevare che gli andamenti di N per gli Osservatori di Kiruna, Sveg, Macquarie I. e Mawson, negli stessi periodi sopra considerati, presentano una correlazione piuttosto scarsa con l'andamento di R, la qual cosa fa nascere dei dubbi sul reale significato fisico delle statistiche di Harang e Boller.

L'opposto comportamento entro e fuori le zone aurorali sarebbe probabilmente dovuto al fatto che, man mano che cresce l'attività solare, le zone stesse tendono a spostarsi verso latitudini inferiori, mentre il contrario avviene al diminuire dell'attività. Così pure ad un analogo spostamento va attribuito il massimo della frequenza aurorale che si ha d'inverno all'interno della zona aurorale, di cui si è parlato in **2.3.3**.

2.3.5. *Altre variazioni periodiche.* — Alcuni autori hanno ritenuto di poter individuare altre periodicità nelle manifestazioni aurorali: così Schmidt ([40]) e Angenheister ([41]) segnalarono, in relazione ad una presunta analoga periodicità delle perturbazioni geomagnetiche, una periodicità aurorale di 30 giorni, che peraltro un'approfondita analisi critica non consente di ritenere sufficientemente provata. Fritz, inoltre, dall'esame di una lunga serie di osservazioni, ha riscontrato una periodicità di circa 55 anni, comprendente cinque periodi di 11 anni.

2.4. Luminosità e spettro delle aurore

2.4.1. — Per ciò che concerne l'andamento medio con la quota dell'intensità luminosa delle manifestazioni aurorali esso è rappresentato per vari tipi di aurore dalla fig. 2.12 ([11]), nella quale la quota zero rappresenta, per ciascuna forma aurorale, la quota del bordo inferiore.

In un recente lavoro, Harang ([42]) ha determinato la curva di luminosità per 54 aurore di vari tipi e ha tabulato le tre distanze al disotto e al disopra della quota di massima luminosità, a cui la luminosità stessa appare ridotta a $^2/_3$, $^1/_2$ e $^1/_3$ di quella massima; tali distanze (in km) sono indicate con i simboli $l_l^{2/3}$, $l_l^{1/2}$, $l_l^{1/3}$ e $l_u^{1/3}$, $l_u^{1/2}$, $l_u^{2/3}$. I risultati della statistica sono riportati nella tabella 2.2 nella quale le aurore sono state ripartite in gruppi a seconda della quota $h_{\max}$ di massima luminosità.

2.4.2. *Interpretazione fisica delle curve di luminosità.* — La luminosità aurorale è determinata dalla eccitazione degli atomi e delle molecole costituenti l'alta atmosfera da parte di una radiazione incidente. Questa potrebbe essere a priori di natura sia elettromagnetica che corpuscolare. Tuttavia, la presenza notturna delle aurore e il netto effetto di latitudine che esse presentano permettono senz'altro di escludere che le aurore stesse siano provocate da radiazione elettromagnetica primaria di origine solare; inoltre, lo stesso effetto di latitudine e il chiaro collegamento delle principali forme aurorali con il campo geomagnetico (v. **2.2.2**) portano a concludere in favore della ipotesi di una radiazione primaria corpuscolare costituita da particelle dotate di carica elettrica.

Già un semplice studio dell'andamento della luminosità aurorale in funzione della quota fornisce importanti notizie sulla natura fisica e, una volta nota la composizione dell'atmosfera al variare della quota, sulla energia delle particelle incidenti. Le prime ricerche in tal senso si debbono a Lenard ([43]) il quale, nella semplice quanto ragionevole

ipotesi che la luminosità prodotta da un fascio rettilineo di elettroni sia ad ogni quota proporzionale alla perdita di energia per unità di lunghezza, trovò (*), per atmosfera isoterma, che il numero L di fotoni emessi

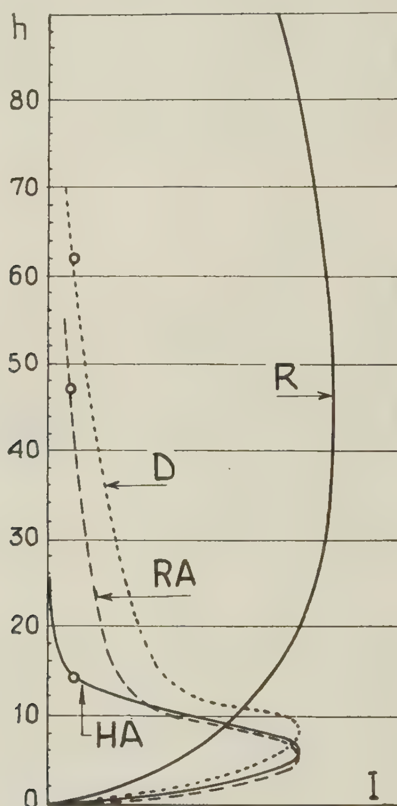


Fig. 2.12. – L'altezza h è in km; la intensità I in unità arbitrarie (secondo Vegard e Krogness).

per cm³ e per sec è dato, in funzione della quota, dalla espressione:

$$L = L' \, e^{-1-z-e^{-z}} \qquad [2.1]$$

essendo $z = \dfrac{h - h'}{H}$, con h = altezza rispetto al suolo, h' = altezza a cui $L\,(h)$ è massima e assume il valore L', H = scala delle altezze.

(*) Si noti che i risultati di Lenard sono stati successivamente applicati da Chapman allo studio del processo di formazione degli strati ionizzati costituenti nel complesso la ionosfera.

Quanto alla altezza h' essa è funzione dell'angolo di incidenza χ del fascio di particelle rispetto alla verticale, e la sua dipendenza da tale angolo χ è espressa dalla relazione

$$h'(\chi) - h'(o) = H \ln \sec \chi . \qquad [2.2]$$

Poichè in pratica, si può ritenere, almeno nelle forme raggiate, che le particelle incidenti seguano le linee di forza del campo magnetico terrestre, descrivendo intorno ad esse un percorso elicoidale, la [2.2] è stata usata per valutare la differenza tra le quote di massima luminosità a latitudini diverse. E così pure, d'altra parte, dalla forma della curva di luminosità si sono assunte informazioni sulla composizione e sulla temperatura dell'alta atmosfera, dalle quali è condizionata la scala delle altezze H.

La fig. 2.13 mostra l'andamento della percentuale di energia assorbita e della luminosità al variare della quota per elettroni di diversa energia penetranti nella alta atmosfera in direzione delle linee di forza geomagnetiche: appare da tale figura che l'energia cinetica primaria degli elettroni che danno una luminosità *massima* intorno ai 100 km dal suolo è di circa 30 keV. Con riferimento alla fig. 2.7 *a* l'abbassamento medio del bordo inferiore degli archi corrisponderebbe a valori crescenti della energia primaria, approssimativamente 7, 12, 22 e 30 keV per aurore

Tabella 2.2.

$l_l^{1/3}$	$l_l^{1/2}$	$l_l^{2/3}$	h_{max}	$l_u^{2/3}$	$l_u^{1/2}$	$l_u^{1/3}$
8.2	6.8	5.3	100	9.2	13.5	18.6
8.8	7.2	5.7	110	10.3	15.2	20.6
10.1	8.8	6.7	120	12.1	18.4	24.7
12.3	11.0	8.2	130	14.3	22.0	29.3
15.3	13.4	10.3	140	17.2	25.5	33.8
22.7	18.0	13.8	150	21.8	30.8	41.2
35.0	27.6	19.6	160	(33.0)	(46.0)	(60.0)
62	53	43	185	46	61	79
135	105	76	270	87	117	146

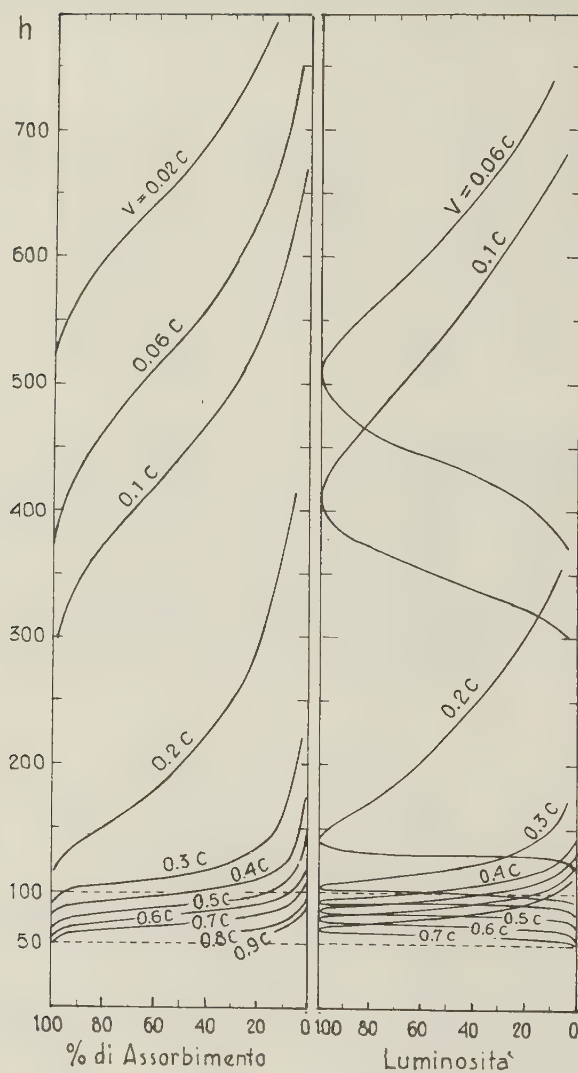


Fig. 2.13. – L'altezza h è in km; la luminosità è posta uguale a 100 in corrispondenza del suo massimo. Su ciascuna curva è riportata la velocità dei corrispondenti elettroni, in unità di velocità della luce c (secondo Harang).

deboli, medie, intense e molto intense. Per aurore il cui bordo inferiore raggiunge i $60 \div 70$ km, poi, l'energia cinetica primaria corrispondente sarebbe di $200 \div 300$ keV.

La eventualità che le particelle che provocano l'aurora siano invece ioni positivi fu studiata da Vegard ([44]). In virtù del meccanismo di assorbimento delle particelle positive, la intensità di ionizzazione da queste prodotta è massima poco prima che esse vengano ridotte alla quiete e la corrispondente curva di luminosità mostra una rapidissima diminuzione dal suo valore massimo a zero nello spazio di solo qualche km. In realtà l'evidenza sperimentale mostra che, pure essendoci casi di assai rapido decadimento di luminosità al bordo inferiore delle aurore, tuttavia, nella maggior parte di esse, la luminosità diminuisce più lentamente, secondo quanto risulta dalle curve di fig. 2.12 e dalla tabella 2.2.

L'osservazione delle dimensioni trasversali dei raggi che costituiscono le forme raggiate consente di porre dei limiti alla energia massima delle particelle da cui essi sono prodotti: infatti se E_0, T, e sono rispettivamente l'energia di quiete m_0c^2, l'energia cinetica e la carica della singola particella, F l'intensità del campo magnetico terrestre, $d/2$ il raggio di curvatura della traiettoria, che non può eccedere il semidiametro $d/2$ della sezione di un raggio aurorale, vale, in unità di Gauss, la relazione

$$T \leqslant -E_0 + [E_0^2 + (eFd/2)^2]^{1/2} . \qquad [2.3]$$

Ponendo $F = 0{,}5$ oersted, $d = 4 \cdot 10^4$ cm, si ottengono, rispettivamente per elettroni e protoni, energie cinetiche $T = 2{,}53$ MeV e $T = 48$ keV.

Sembra quindi di poter concludere che i raggi non possono essere attribuiti a protoni, in quanto questi avrebbero energia assai più bassa di quella minima loro necessaria per raggiungere le quote aurorali; in effetti, anche assumendo un diametro 10 volte maggiore, $d = 4 \cdot 10^5$ cm, si otterrebbe per l'energia T dei protoni un valore $T = 480$ keV, ancora troppo basso.

2.4.2.1. — In un recente lavoro, Bates e Griffing ([45]) hanno contestato la applicabilità delle [2.1] e [2.2], in quanto la diminuzione esponenziale del flusso di particelle al variare della massa d'aria attraversata, su cui si basa la loro deduzione, non è applicabile al caso specifico: infatti la legge esponenziale si applica al caso in cui la singola particella del fascio incidente che entra in collisione (elastica o anelastica) viene considerata *perduta* dal fascio stesso. In realtà, nel caso delle aurore anche le particelle « perdute » dal fascio incidente danno un contributo alla luminosità attraverso non a uno solo, bensì a tutta una serie di atti

di eccitazione e ionizzazione delle particelle urtate. Altra obiezione alla applicabilità rigorosa dei risultati di Lenard sta nel fatto che la sezione d'urto per collisione degli elettroni non è costante al variare della loro velocità, ma cresce rapidamente allorchè la velocità stessa diminuisce ([46]).

2.4.3. *Colore e spettro.* — Il colore delle aurore varia ampiamente da aurora a aurora, oltrechè nel corso di una stessa apparizione aurorale. Il colore più comune che si osserva negli archi, nelle bande e nei raggi, sopratutto negli anni di bassa attività solare, è il giallo-verde. Meno comune è il rosso che, di solito limitato alla parte più alta dei raggi e talvolta alle superfici diffuse (aurore rosse di tipo A) ovvero alla parte inferiore degli archi, a mo' di bordo rosso (aurore rosse di tipo B), appare in alcuni casi estendersi dalla base alla sommità dell'aurora, quale ne sia il tipo. Altre colorazioni osservate in numerosi casi sono l'arancio, durante intense aurore con lunghi raggi e corona, il violetto, il bianco, e assai raro, il bleu.

La grande varietà di colorazione delle aurore, anche se con prevalenza di certi colori principali, fa intuire una complessa composizione spettrale della luce aurorale; l'interpretazione degli spettrogrammi è resa più difficile dalla sovrapposizione, con intensità assai variabili, d spettri di righe, propri degli atomi, e spettri di bande, propri delle molecole (tav. IX e X).

L'esame critico delle osservazioni sperimentali, intrapreso solo da pochi anni, consente però di trarre notevoli risultati; tuttavia, poichè una trattazione completa della spettroscopia delle aurore esce dai limiti del nostro lavoro, ci limitiamo a considerare principalmente quei risultati che hanno più stretta connessione col problema della determinazione del tipo di agente (primario o no) che eccita la luminosità aurorale e le sue caratteristiche fisiche (energia, densità di flusso, ecc.).

2.4.3.1. *Le righe dell'ossigeno e dell'azoto atomici.* — Sono presenti righe dovute sia a transizioni permesse che a transizioni proibite. In particolare sono ben evidenti le righe dell'ossigeno e dell'azoto atomici, non ionizzati, *OI* e *NI*; le righe dell'*OII* e *NII* sono invece molto deboli e non si può ancora ritenere del tutto certa la loro completa identificazione. Dubbia infine appare la presenza di righe proibite dell'*OIII* e dell'*NIII*.

Secondo Vegard ([47]) il numero di righe dell'*OI*, *OII*, *OIII*, *NI*, *NII*, *NIII* che dovrebbero essere con maggiore probabilità presenti nello spettro dell'aurora sarebbe rispettivamente di 59, 128, 8, 106, 81, 24.

Tra le dette righe atomiche le più intense e caratteristiche sono le tre righe dell'*OI* λ 5577,35 Å, la cosidetta « riga aurorale » dovuta alla transizione proibita $^1S_0 - {}^1D_2$, λ 6300,3 Å, dovuta alla transizione proibita $^1D_2 - {}^3P_2$, e λ 6363,8 Å, dovuta alla transizione proibita $^1D_2 - {}^3P_1$.

2.4.3.2. *Le righe dell'idrogeno e dell'elio atomici.* — La presenza occasionale delle righe $H\alpha$ e $H\beta$ dell'idrogeno, appartenenti alla serie di Balmer, fu riscontrata per la prima volta da Vegard ([48,49]) nella parte inferiore di archi omogenei quieti, il 18 ottobre 1939. È poi risultata presente anche la riga $H\gamma$; le lunghezze d'onda corrispondenti alle righe $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ sono rispettivamente λ = 6563, 4861 e 4341 Å. La presenza delle righe di Balmer ha notevole interesse per la conoscenza del tipo di particelle incidenti sull'atmosfera in determinate fasi del fenomeno aurorale. Già Vegard, fin dalla prima occasione in cui furono osservate le righe $H\alpha$ e $H\beta$, notava che nelle parti alte dei raggi solo assai raramente si rilevava la presenza di idrogeno e ne concludeva che la presenza delle righe dell'idrogeno doveva essere attribuita a sciami di atomi di idrogeno o a un tipo di « radiazione di idrogeno », occasionalmente emessi dal Sole ed entranti nella atmosfera durante le apparizioni aurorali (riprenderemo questa questione in **2.4.4.1**).

Quanto all'elio, fino a questo momento non risulta nè accertata nè esclusa in maniera conclusiva la presenza delle sue righe caratteristiche; in effetti, alcune deboli righe aurorali sono state attribuite da Bernard ([50]) all'*HeI* e all'*HeII*; la presenza di elio resta tuttavia dubbia sopratutto per la mancanza negli spettri aurorali di talune righe che dovrebbero risultare abbastanza bene individuabili (v. **2.4.4.3**).

2.4.3.3. *Le bande dell'azoto e dell'ossigeno molecolari.* — Le bande più intense sono quelle dell'azoto neutro e dell'azoto una volta ionizzato; quelle dell'ossigeno sono invece piuttosto deboli, fatta eccezione per le aurore che compaiono a quote inferiori ai 100 km, in quanto l'ossigeno verso i 100 km è ormai quasi completamente dissociato.

Sono presenti le seguenti bande dell'azoto: *a*) primo gruppo positivo dell'N_2, nell'infrarosso e nel rosso; *b*) secondo gruppo positivo dell'N_2, nell'ultravioletto, le cui bande più intense (più prossime al visibile) sono situate intorno alle lunghezze d'onda 4059 e 3997 Å; *c*) il gruppo di Vegard-Kaplan dell'N_2, le cui bande si estendono nel violetto e nell'ultravioletto; *d*) il primo gruppo negativo dell'N_2^+, le cui bande più intense si hanno intorno alle lunghezze d'onda 3914, 4278 e 4708 Å; *e*) il gruppo di Meinel o secondo gruppo negativo dell'N_2^+, principalmente presente nell'infrarosso, osservato da Meinel ([51]) e rivelatosi di partico-

lare interesse nelle teorie della eccitazione della luminosità aurorale (v. **2.4.4.2**).

Per ciò che concerne l'ossigeno, le bande più notevoli sono raggruppate nel gruppo di Schumann-Runge dell'O_2, nell'infrarosso, e nel primo gruppo negativo dell'O_2^+, nella zona del verde.

2.4.3.4. *Variazioni nel colore e nello spettro delle aurore.* — Lo studio sistematico di tali variazioni, sopratutto ad opera di Vegard, ha messo in evidenza numerose particolarità di cui qui ricordiamo brevemente solo le più importanti.

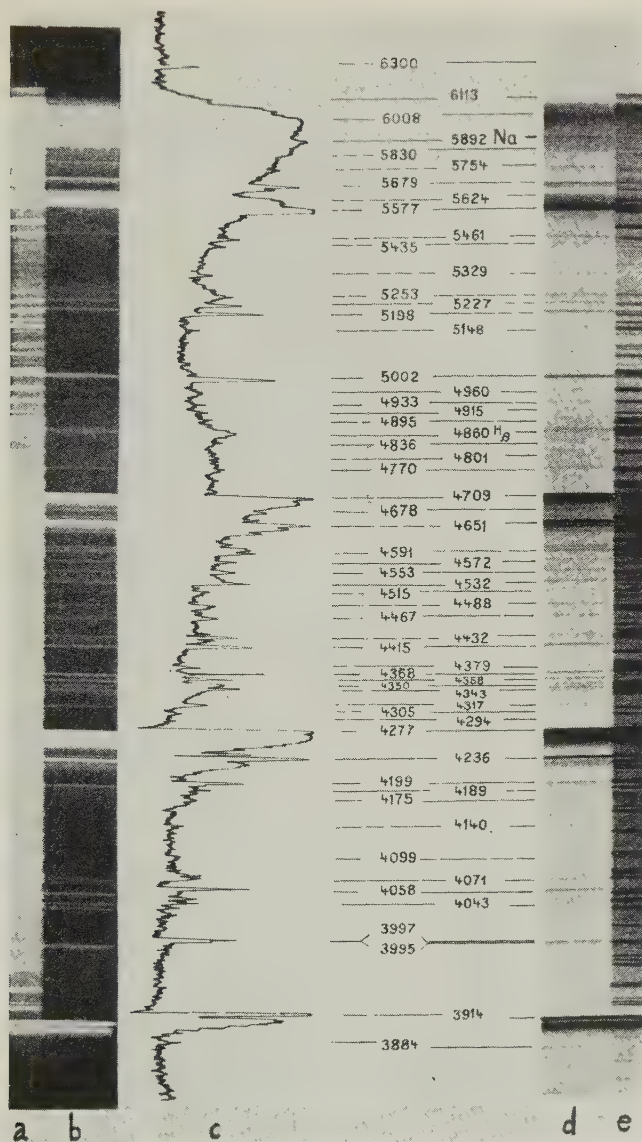
Si hanno:

a) *Variazioni con l'altezza.* – Nella parte verde-azzurra dello spettro, la intensità della riga λ5577 negli archi decresce con la quota riducendosi ([46]) nelle parti più alte a circa 75% di quella al bordo inferiore; quanto alle bande violette del primo gruppo negativo dell'N_2^+, la loro intensità relativa a quella della riga verde tende a crescere con la quota. Piuttosto irregolari risultano invece le variazioni di intensità per le altre forme aurorali. Nella parte dello spettro verso il rosso la intensità delle righe rosse dell'OI, sempre riferita alla intensità della riga verde, cresce dal bordo inferiore al limite superiore dell'aurora, dal 140 al 300% a seconda del tipo aurorale considerato. Le bande rosse del primo gruppo positivo dell'N_2 risultano invece più intense al bordo inferiore, al contrario di quanto avviene per le bande violette.

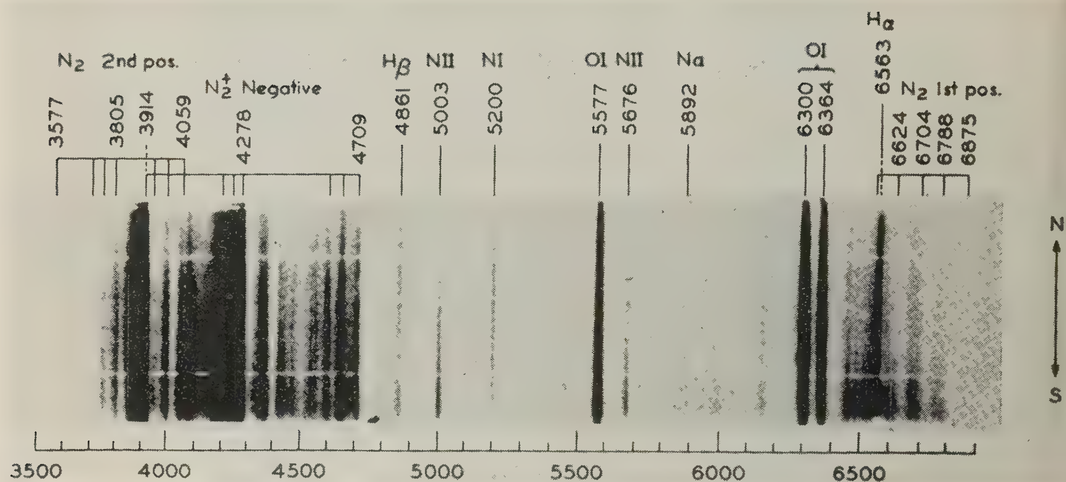
b) *Variazioni con la latitudine.* – L'intensità delle righe rosse λ6300 e λ6364 e quella della riga verde λ5577 crescono al diminuire della latitudine ([49]); e così pure crescono le intensità delle righe dell'idrogeno, e, probabilmente, delle bande del gruppo di Vegard-Kaplan dell'N_2.

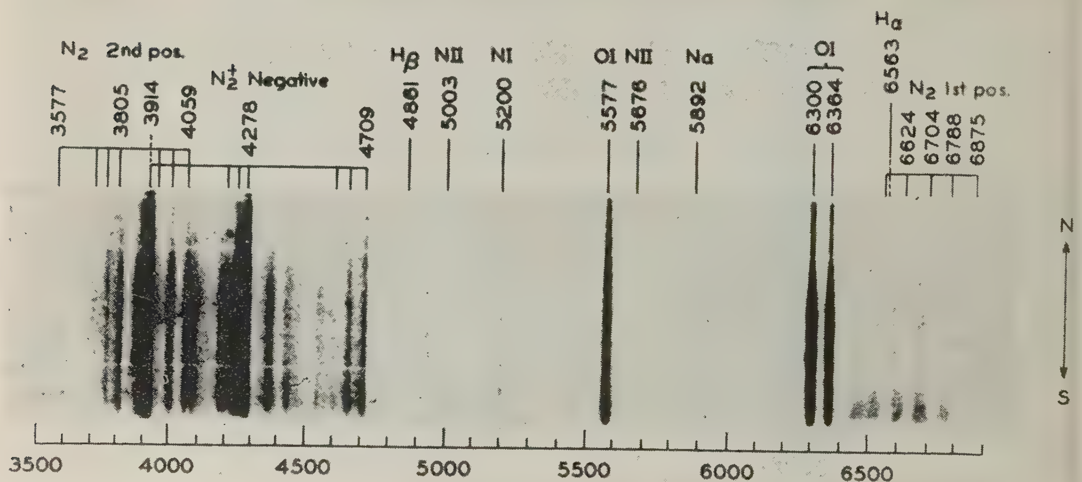
c) *Variazioni con la attività solare.* – Le intensità medie delle righe λ6300 e λ6364 dell'OI, riferite a quelle della riga verde, appaiono maggiori nei periodi di alta attività solare. Come si è già accennato, le aurore rosse sono state distinte ([47]) in due tipi, A e B, dei quali il primo è più frequente nei periodi di alta attività solare e il secondo, invece, sembra essere più frequente nei periodi di minima attività solare: la distinzione nei due tipi è determinata dal fatto che le aurore di tipo A debbono principalmente il loro colore alla riga λ6300 dell'OI, mentre quelle di tipo B lo debbono ad una accresciuta intensità delle bande del primo gruppo positivo dell'N_2.

d) *Altri tipi di variazioni.* – In generale si riscontra, nelle aurore deboli e diffuse, una intensità relativa delle bande violette del primo

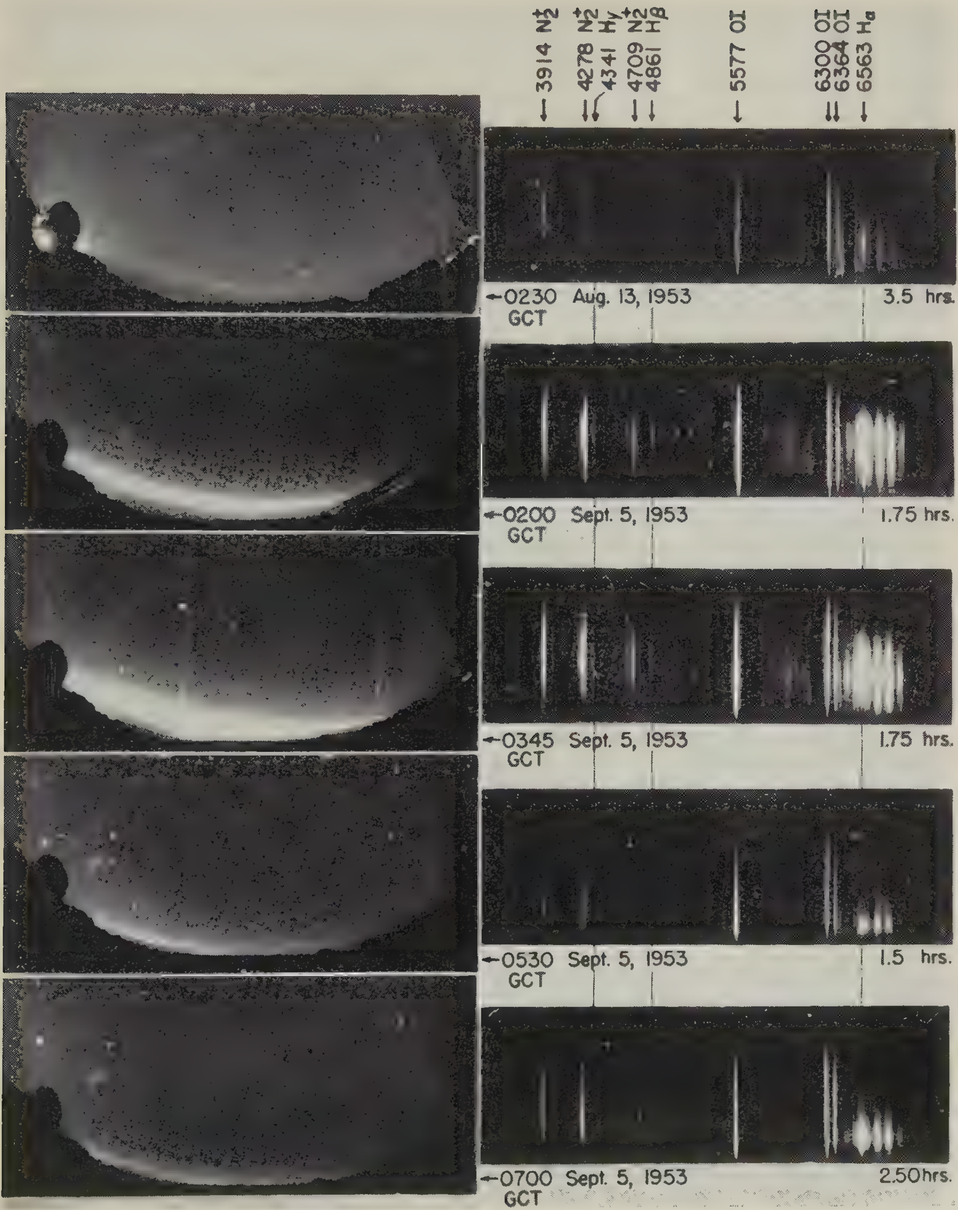


Spettrogramma ottenuto da Vegard e Kvifte, a Oslo, la notte del 23 febbraio 1950. Da sinistra verso destra: *a* spettro di riferimento fornito da una lampada ad argon; *b*, *c* spettro aurorale e corrispondente registrazione fotometrica; *d*, *e* immagine negativa degli spettri *b* e *a*, rispettivamente. Sono indicate le lunghezze d'onda in Å.

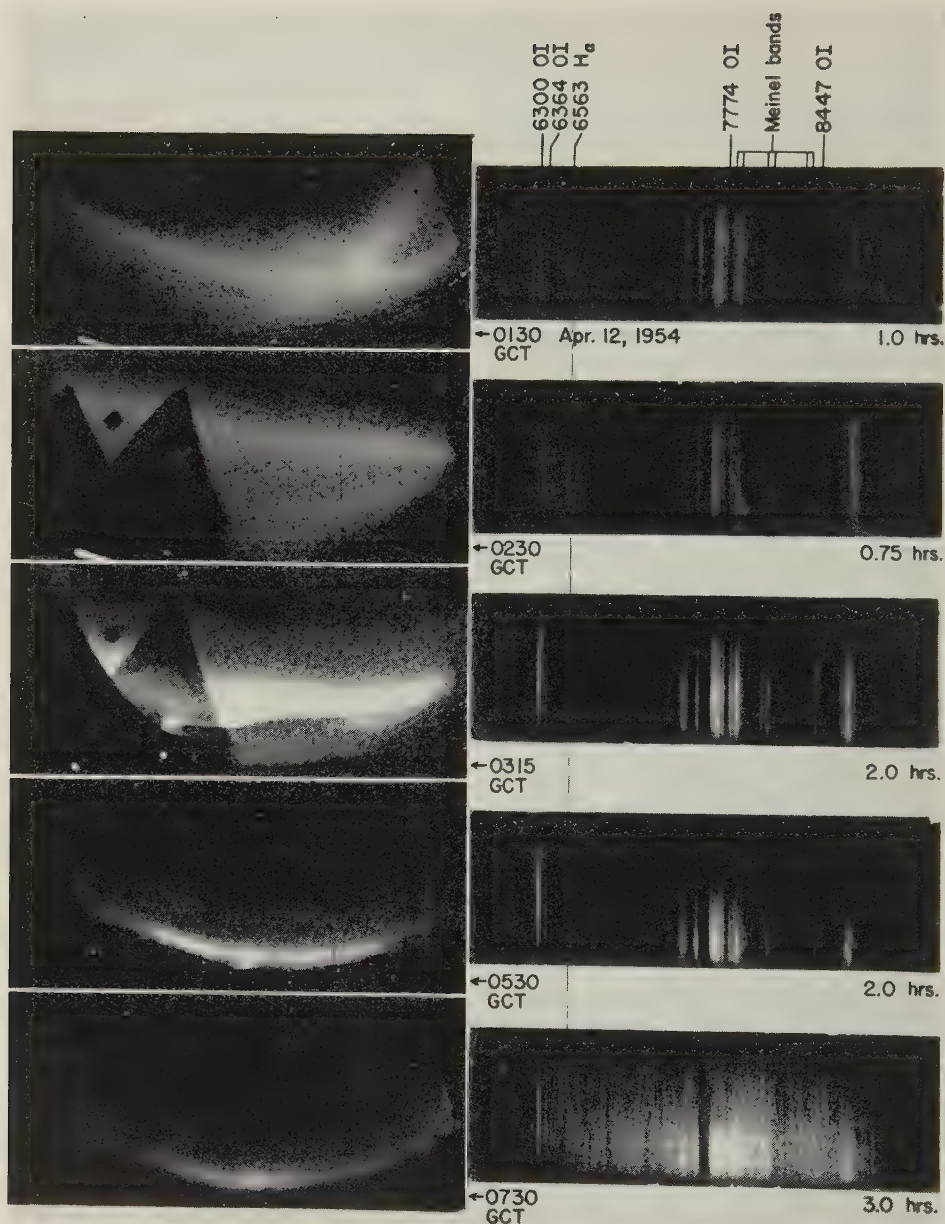




Due spettri tipici di aurore ottenuti nella direzione del meridiano geomagnetico; nel primo è ben evidente una intensa emissione H_α e H_β dell'idrogeno, che è del tutto assente nel secondo (per cortesia del Geophysical Institute University of Alaska, College).



Sequenza di spettri aurorali osservati a Yerkes il 13 agosto e il 5 settembre 1953; in corrispondenza a ogni spettro il tempo di posa e una fotografia dell'aurora (arco omogeneo) presa durante la posa stessa (per cortesia dei dr. C.Y. Fan e D. H. Schulte dello Yerkes Observatory, Chicago).



Sequenza di spettri aurorali osservati a Yerkes il 12 aprile 1954. Molto bruscamente l'arco omogeneo si trasforma in raggi brillanti e scompare decisamente ogni traccia della riga H_α (per cortesia dei dr. C. Y. Fan e D. H. Schulte, Chicago).

gruppo negativo dell'N_2^+ rispetto a quella della riga verde, maggiore che nelle forme aurorali più intense. Se si ricorda, come si è visto in **2.2.3**, che le forme aurorali intense sono in media più basse di quelle deboli, tale effetto risulta evidentemente, almeno in parte, un effetto di altezza, appunto in accordo con quanto si è detto in a), a proposito delle bande violette.

Non infrequenti, specialmente nelle aurore più luminose, sono pure improvvise variazioni di colore, per es. da verde a rosso, senza alcuna concomitante variazione di posizione o di estensione della forma aurorale.

2.4.4. *La natura dell'agente cui sono dovute le aurore.* — Lo studio delle diverse caratteristiche degli spettri aurorali, in particolare delle righe dell'idrogeno, consente di ottenere importanti risultati sulla natura delle particelle primarie che eccitano la luminosità aurorale, sul meccanismo di accelerazione, sulla densità di flusso e sulla energia.

2.4.4.1. — Nel 1950, Vegard ([52, 53]) segnalava uno spostamento verso il violetto nella riga $H\beta$, attribuendolo al moto verso il basso di atomi di idrogeno.

Gartlein ([54]) metteva in evidenza che le intensità relative delle tre righe $H\alpha$, $H\beta$, e $H\gamma$ restano le stesse in un vasto campo di variabilità delle rispettive intensità assolute, indipendentemente dal comportamento delle altre righe; inoltre, puntando lo spettrografo verso lo zenith geomagnetico e verso l'orizzonte geomagnetico, Meinel ([55, 56]) osservava (fig. 2.14), in occasione delle aurore del 18 e 19 Agosto 1950 studiate all'Osservatorio di Yerkes, essere il profilo della riga asimmetrico nel primo caso e simmetrico invece, sebbene allargato, nel secondo caso, ciò che è ancora indice di un moto di insieme di atomi di idrogeno verso il basso. Nella parte inferiore della stessa fig. è riportato lo spettrogramma ottenuto, nella stessa occasione, dopo la trasformazione dell'arco omogeneo in una forma fiammeggiante.

In tutte le osservazioni fatte, lo spostamento del massimo di intensità delle righe dell'idrogeno verso il violetto, per effetto Döppler, è dell'ordine di parecchi Å; in particolare, Meinel, correggendo gli spettrogrammi di fig. 2.14 per la presenza delle bande del primo gruppo positivo dell'N_2 sottraendo ad essi lo spettrogramma ottenuto in assenza di emissione $H\alpha$, ha ottenuto (fig. 2.15) uno spostamento massimo verso il violetto della riga $H\alpha$ di 71 Å, corrispondente a una velocità di penetrazione nella atmosfera di circa 3300 km/sec. Numerose osserva-

zioni ([57, 58, 59]) hanno mostrato essere le righe dell'idrogeno assai intense negli archi omogenei e molto deboli o assenti, invece, nelle forme raggiate (tav. XI e XII). Peraltro ne sono state osservate notevoli variazioni di intensità su fotografie prese in rapida successione ([60, 61]).

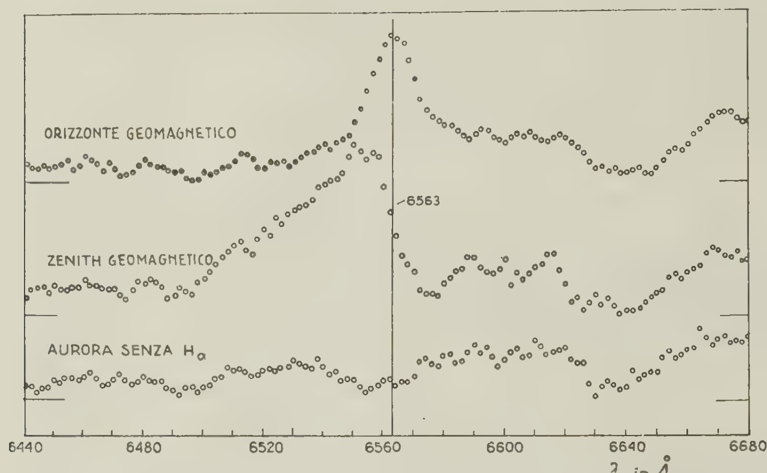


Fig. 2.14. – Analisi microfotometrica di spettro aurorale in prossimità della riga H_α (secondo Meinel).

Ad un primo esame la velocità di 3300 km/sec trovata da Meinel sembra da considerarsi come la velocità di incidenza di una radiazione protonica, uguale per tutte le particelle, entrante nell'alta atmosfera; lo sparpagliamento delle velocità che risulta dalla fig. 2.15 andrebbe attribuito al frenamento dei corpuscoli incidenti, man mano che essi penetrano nella atmosfera. Occorre tuttavia considerare che la probabilità che si abbia emissione di radiazione H_α in conseguenza della cattura di elettroni da parte di protoni è massima ([62]) allorchè i protoni hanno una velocità di circa 730 km/sec (che è la velocità orbitale di Bohr per il livello 3s) e decresce rapidamente al crescere della velocità.

Ne consegue, allora, che non si può escludere nel fascio di particelle primarie la presenza di protoni di velocità maggiore di 3300 km/sec, che non risultano però dalle misurazioni sull'effetto Döppler in quanto solo alle basse velocità è apprezzabile la probabilità di emissione di radiazione H_α.

La velocità dedotta da Meinel è notevolmente maggiore di quella, non superiore ai 1000 km/sec, che Richardson ([63]) e Brück e Rutllant ([64])

hanno attribuito alle particelle emesse dal Sole, secondo misure di effetto Döppler nella regione delle righe H (λ 3968,5) e K (λ 3933,7) del $CaII$ dello spettro solare, in occasione di tempeste magnetiche.

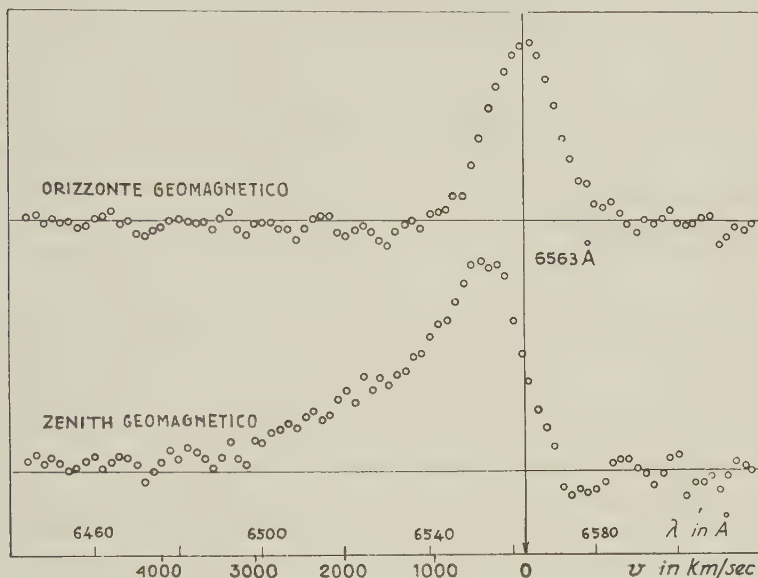


Fig. 2.15. – Curve corrette corrispondenti a quelle di fig. 2.14; sulle ascisse è riportata anche la scala delle velocità di penetrazione (secondo Meinel).

In effetti, se si assume un intervallo di tempo di 1 ÷ 2 giorni tra il fenomeno solare cui si attribuisce una tempesta magnetica e il manifestarsi di questa sulla Terra, la velocità media di propagazione delle particelle primarie risulta dell'ordine dei 1000 ÷ 2000 km/sec per traiettoria Sole-Terra rettilinea. Tuttavia è piuttosto probabile che la effettiva traiettoria delle particelle primarie sia più o meno sensibilmente incurvata, il che può determinare allungamenti anche notevoli di percorso; le elevate velocità misurate da Meinel potrebbero poi essere semplicemente dovute ad una accelerazione dei protoni primari da parte di un campo elettrico presente in prossimità della Terra.

In conclusione, tenendo conto dell'incurvamento delle traiettorie, le suddette velocità di 1000 ÷ 2000 km/sec andrebbero alquanto aumentate; d'altra parte, l'effetto di una accelerazione « locale » dei protoni potrebbe essere quello di aumentare la loro velocità, inizialmente molto più bassa, soltanto nella ultima parte della traiettoria. La correzione

apportata da questi due effetti può allora plausibilmente essere tale da portare alla riduzione, se non addirittura alla eliminazione, delle discrepanze tra le velocità dei protoni sopra riscontrate.

Anche Gartlein ([65]), poco tempo dopo Meinel, ha constatato la presenza di protoni penetranti nella atmosfera con velocità media di 675 (spostamento medio 15 Å) e massima di 1350 km/sec durante una tempesta magnetica moderata. Conviene rilevare, per quanto riguarda la diversità nei risultati di Gartlein e di Meinel, che le tempeste magnetiche durante le quali le osservazioni furono eseguite, corrispondevano rispettivamente a indici $K_p = 5$ e $K_p = 9$, cioè a una tempesta moderata e a una tempesta assai forte.

Recentemente Galperin ([66]) ha studiato una serie di osservazioni delle righe della serie di Balmer effettuate a Loparskaya (lat. geomagn. 64° N) negli anni 1955-58, trovando che esse sono presenti sopratutto nelle forme aurorali rosse del tipo A viste a quote elevate e sono in una certa correlazione con l'emissione $\lambda 6300$ e $\lambda 6364$ dell'OI; Galperin afferma altresì che, in linea generale, le righe di Balmer sono emesse da vari tipi di manifestazioni aurorali, ma assai più spesso dalle forme quiete, non raggiate. La intensità della riga $H\alpha$ non è correlata con la intensità visuale della aurora. Quanto al momento della apparizione delle righe di Balmer, l'autore trova che, sebbene in molti casi esse compaiano simultaneamente all'aurora visuale, tuttavia si hanno anche casi in cui esse compaiono una o due ore prima.

Anche dai risultati di Galperin appare chiaramente l'effetto Doppler; tuttavia, in media, lo spostamento verso il violetto corrisponde a velocità medie di qualche centinaio di km/sec e massime di circa 2000 km/sec, valori più elevati risultando eccezionali; appare anche un lieve allargamento verso il rosso del profilo delle righe, corrispondente a una velocità massima di $300 \div 500$ km/sec. La intensità relativa delle righe $H\beta$ e $H\gamma$ è 1:0,80.

Altro aspetto interessante è che, mettendo in relazione tra loro la apparizione e la scomparsa della riga $H\alpha$ con la radioaurora, è risultato che nel 65% dei casi la $H\alpha$ è apparsa e scomparsa insieme al radioeco; nel 26% dei casi la $H\alpha$ è apparsa senza che si avesse radioeco; nel 9% di casi, infine, si sono avuti radioechi senza osservazione della $H\alpha$.

Questi ultimi risultati forniscono ulteriore sostegno agli argomenti tratti dalle osservazioni di effetti Döppler, in favore dell'arrivo di una radiazione corpuscolare dall'esterno durante le aurore.

In conclusione, le osservazioni sperimentali concordemente indicano la presenza delle righe di Balmer negli spettri aurorali propri delle

forme quiete, degli archi in particolare; la eccitazione di tali righe è attribuibile a fasci di protoni che dallo spazio esterno incidono sulla atmosfera.

2.4.4.2. *La densità di flusso e l'energia delle particelle primarie.* — La determinazione spettrografica della intensità delle righe spettrali, sopratutto di quelle più evidenti dell'ossigeno e dell'azoto atomici, consente di stimare il numero di fotoni che hanno raggiunto la lastra fotografica; da questo, supponendo noto il processo di eccitazione della luminosità, si può risalire al flusso medio delle particelle eccitanti. Tale metodo di indagine si giova assai vantaggiosamente anche del confronto delle intensità degli spettri aurorali con quelli, finora più estesamente studiati, della luce del cielo notturno.

Seguendo le dette linee, Fan e Schulte ([59]) giudicarono in 10^7 protoni $\cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$ il flusso medio, valutato dalla intensità della riga H_α, in occasione della intensa aurora osservata all'Osservatorio di Yerkes il 12 aprile 1954 (Tavola XII).

Si può ritenere ([67]) che il valore di $10^7 \div 10^8$ protoni $\cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$ sia rappresentativo del flusso medio per una aurora non eccezionale. Il flusso energetico emesso dalla riga H_α in una colonna di atmosfera sede di aurora e di sezione di 1 m^2, è stato valutato da diversi autori dell'ordine di qualche erg $\cdot \mathrm{sterad}^{-1} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$. La intensità della corrente protonica primaria, cui per ragioni di equilibrio elettrostatico va associata una pressochè identica corrente elettronica, è dell'ordine delle centinaia o delle migliaia di ampere; per es., dall'esame di numerosi spettrogrammi ottenuti a Ithaca, Gartlein e Sprague ([68]) hanno stabilito in 10^3 ampere l'ordine di grandezza della intensità di tale corrente.

Quanto alla energia cinetica T delle particelle primarie, e allo spessore d'aria che sono capaci di attraversare, essi sono mostrati in fig. 2.16 *a* e *b* per gli elettroni e per i protoni. Occorre tuttavia aggiungere che finchè non sia ben chiarito il meccanismo di eccitazione e di emissione della luminosità aurorale, i risultati mostrati nella figura non sono applicabili, senza riserva, per dedurre l'energia delle particelle aurorali, in quanto la luminosità potrebbe essere in maniera anche rilevante controllata da altri fattori, oltrechè dallo spessore globale di materia attraversata. La relativa costanza nel tempo della quota del bordo inferiore di un arco potrebbe essere un argomento in favore di questa riserva; infatti, se si ammette, come è plausibile, che le energie dei protoni primari siano contenute in uno spettro piuttosto esteso, allora i soli effetti sulla cui considerazione si basa la fig. 2.16 non renderebbero ragione di un bordo inferiore così ben definito, come in effetti si osserva.

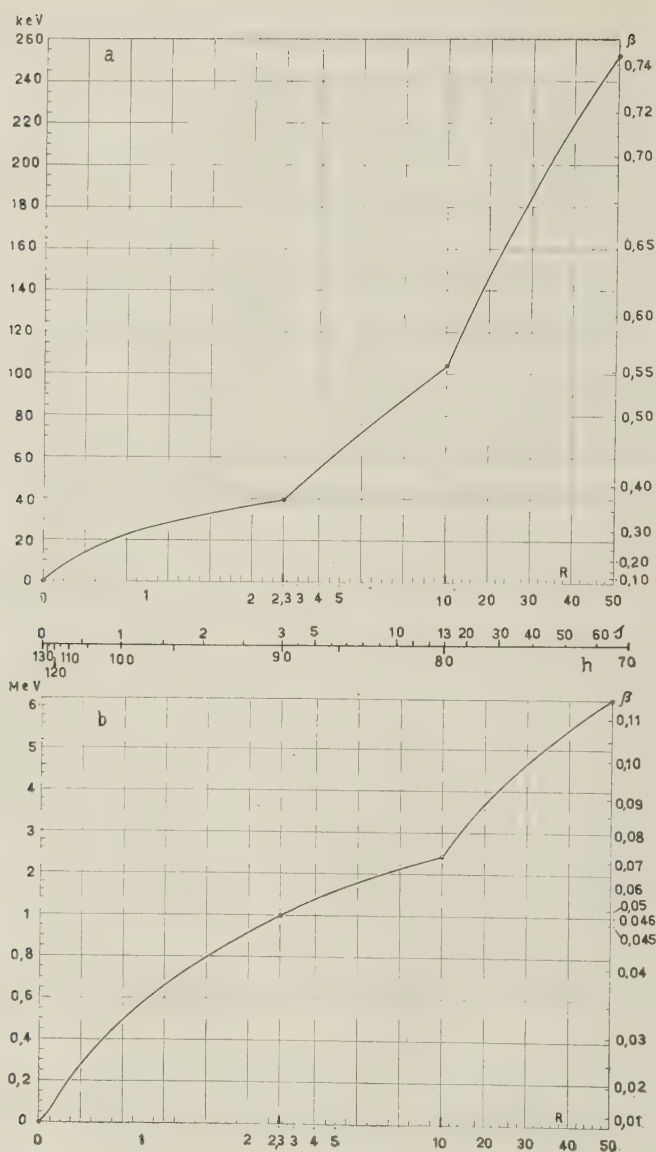


Fig. 2.16. – Relazione range-energia: *a* per elettroni; *b* per protoni. Il range R è in cm di aria a 15 °C e 760 mmHg; lo spessore s in mg/cm^2; l'altezza h dal suolo a cui penetrano le particelle è in km. La scala di destra da il rapporto $\beta = v/c$. I punti sulle curve corrispondono ai cambiamenti di unità sulle scale.

2.4.4.3. *Esperimenti di laboratorio e loro contributo alle teorie aurorali.* — Le ricerche iniziate da Meinel dopo il 1951 nell'intento di investigare i processi fondamentali che danno origine all'aurora sono state notevolmente estese da Meinel e Fan. Questi autori hanno studiato lo spettro di emissione di una massa d'aria a pressioni tra 0,1 e 0,5 mm_{Hg} sottoposta a bombardamento da parte di protoni, ioni He^+, particelle α ed elettroni di energie rispettivanente comprese tra 5 e 350, 10 e 450, 75 e 320, 0,01 e 8 keV. Lo studio di tali spettri è notevolmente difficoltoso, in quanto l'emissione dovuta ad elettroni secondari e gli effetti di parete possono alterarne la struttura in modo notevole e non facilmente identificabile.

Le prime indagini di laboratorio furono condotte da Meinel e Fan [69] con protoni aventi energia di 230 keV; essi ottennero uno spettro assai somigliante (tav. XIII) a quello aurorale; in particolare la intensità relative delle bande dell'N_2^+ e dell'N_2 sono assai simili per lo spettro aurorale e per quello ottenuto in laboratorio; tuttavia alcune bande ultraviolette in prossimità dei 3500 Å sono notevolmente più intense nell'aurora che in laboratorio.

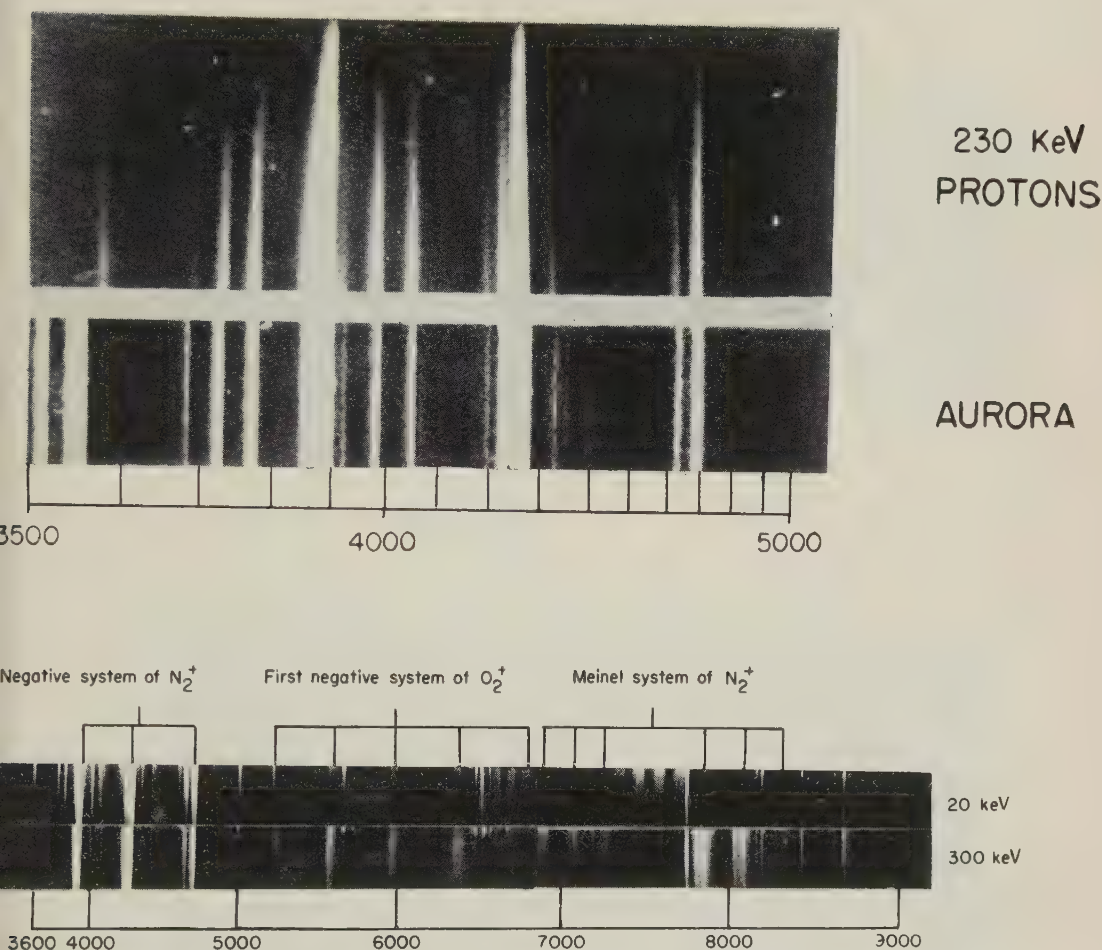
Le successive indagini condotte con protoni e ioni He^+ hanno messo in evidenza [70] interessanti differenze nelle emissioni dell' NII e dell' N_2^+: il rapporto tra le loro intensità è sensibilmente indipendente dalla energia delle particelle incidenti, mentre invece è assai diverso a seconda della natura delle particelle stesse. In effetti il rapporto tra le intensità I_{5004} e I_{5680} delle due righe $\lambda 5004$ e $\lambda 5680$ dell'NII rispetto a quella I_{5228} della riga $\lambda 5228$ del secondo gruppo positivo dell'N_2^+ risulta da 5 a 10 volte maggiore quando l'eccitazione è provocata da ioni He^+ anzichè da protoni: in particolare, il rapporto I_{5004}/I_{5228} vale 1,2 per eccitazione protonica (a 150 keV) e 11,6 per eccitazione con ioni He^+ (a 150 keV). Il fatto che nella aurora tale rapporto risulta sensibilmente superiore a 1,2, suggerisce una eccitazione mista della luminosità aurorale, da parte sia di protoni che di ioni He^+: gli autori, con tale metodo indiretto, giudicano in circa 10% l'abbondanza relativa delle ioni He^+ rispetto ai protoni nel fascio di radiazione primaria. Tale abbondanza relativa dell'idrogeno e dell'elio risulta circa la stessa che si riscontra nella composizione media dell'atmosfera solare, oltrechè nella composizione della radiazione cosmica primaria (v. capitolo **4**).

Sulla questione della eventuale presenza delle righe dell'elio nello spettro aurorale (tav. XIV) è tornato successivamente Fan [71, 72]: nei primi esperimenti di laboratorio le righe non presentavano alcuno spostamento per effetto Döppler, come invece appariva per le righe dell'i-

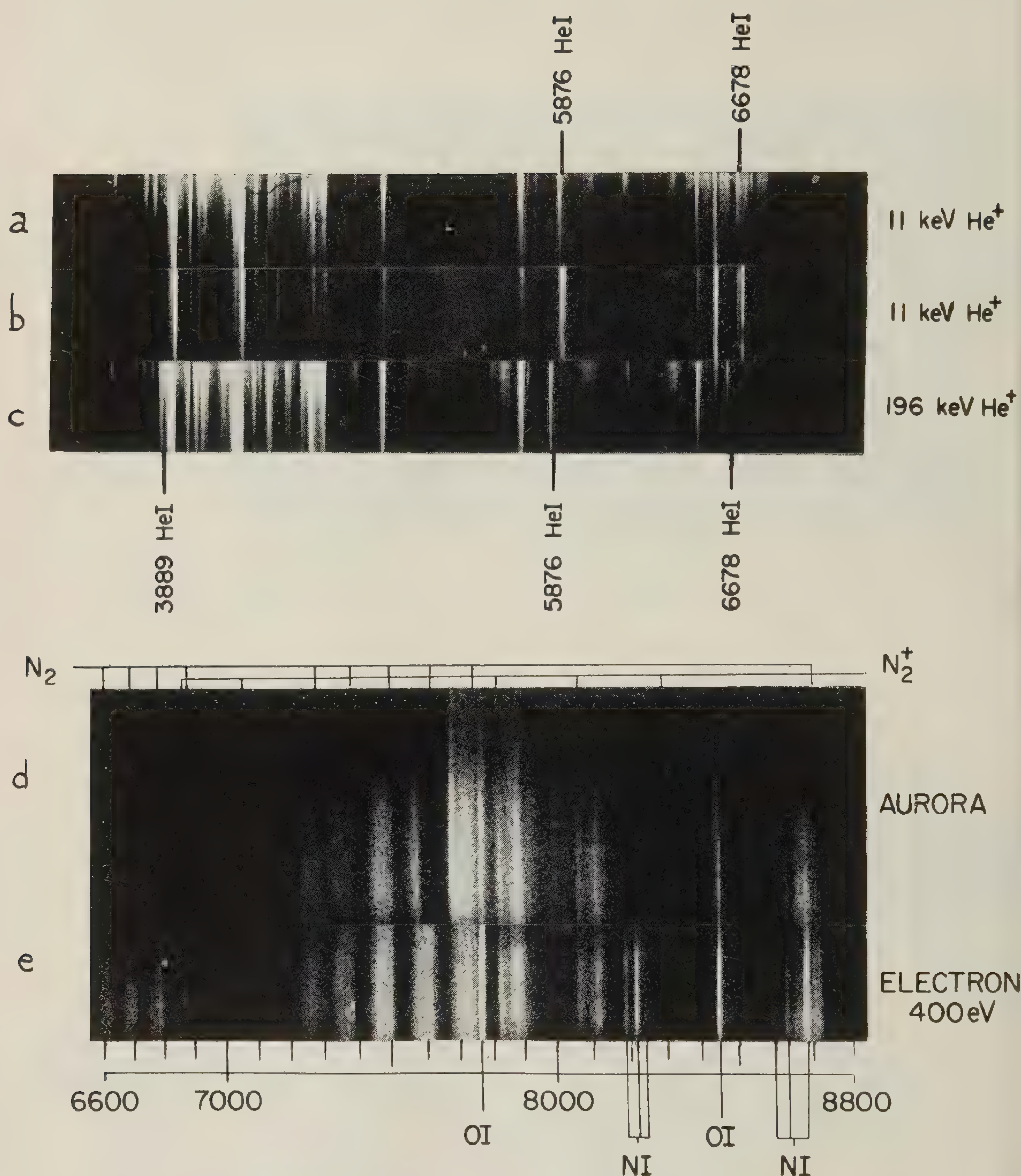
drogeno (70). In effetti risulta da esperienze condotte da Krasner (73), che ha determinato la sezione d'urto per il processo di perdita per collisione dell'elettrone ottico da parte di un atomo di He, che nelle condizioni in cui gli spettri erano stati osservati da Fan la vita media di tale elettrone era sufficientemente breve perchè l'atomo di He ne venisse privato prima che fosse possibile la transizione ottica. Nuove osservazioni spettroscopiche condotte in condizioni più appropriate, a pressione di $10^{-2} \div 10^{-4}$ mm_{Hg}, con ioni He^+ di energia fino a 450 keV hanno mostrato invece chiaramente l'effetto Döppler. Le caratteristiche proprie dello spettro eccitato dall'He^+ e le differenze rispetto a quello eccitato da protoni, sono tali da rendere possibile di apprezzare sperimentalmente un contenuto percentuale di ioni He^+ non inferiore a circa il 5%; tuttavia, prima di uno studio in questo senso, sarebbe conveniente che venisse accertata o esclusa in maniera conclusiva la presenza delle righe caratteristiche dell'elio: le righe più facilmente individuabili dovrebbero essere la λ 5876 e la λ 3188 nell'ultravioletto; un'altra riga caratteristica sarebbe la λ 6678 che però, a differenza delle due precedenti, non è bene individuabile perchè cade in corrispondenza di una intensa banda del primo gruppo positivo dell'N_2, intorno alla lunghezza d'onda λ 6705.

Per quanto concerne la zona infrarossa dello spettro, le bande di Meinel dell'N_2^+ risultano, nella eccitazione con protoni o ioni He^+ di energia tra 40 e 400 keV, assai più deboli di quelle del primo gruppo positivo dell'N_2 osservato nello spettro aurorale. Ulteriori esperimenti di Fan (74) hanno mostrato che è possibile ottenere le bande di Meinel, con la intensità che esse hanno nello spettro aurorale, per eccitazione con elettroni di energia delle centinaia o delle migliaia di eV. A questo proposito, occorre aggiungere che le più recenti ricerche sperimentali dello stesso autore (75) hanno messo in evidenza delle notevoli e insospettate difficoltà di interpretazione degli spettri ottenuti in laboratorio; Fan ritiene tuttavia che la interpretazione elettronica della eccitazione del gruppo di Meinel resti sostanzialmente corretta.

L'origine degli elettroni che eccitano le bande di Meinel merita di essere studiata più in dettaglio: se tali elettroni fossero di origine primaria, allora essi per raggiungere una data quota dovrebbero possedere velocità assai maggiori di quelle che si richiedono ai protoni per giungere alla stessa quota. In tal caso lo spettro aurorale risulterebbe eccitato da un fascio misto di elettroni veloci e protoni lenti; appoggiandosi su taluni risultati deducibili dalla teoria di Alfven delle tempeste magnetiche, peraltro non da tutti accettata, Fan osserva che il moto



, *b* spettro ottenuto per eccitazione con protoni di 230 keV e spettro aurorale di confronto;
, *d* spettri ottenuti per eccitazione con protoni di 20 e 300 keV rispettivamente: si notano sensibili differenze di intensità del gruppo di Meinel (per cortesia del dr. C. Y. Fan, Chicago).



a, *b*, *c* spettri ottenuti per eccitazione con ioni He^+ di energia 11 e 196 keV: lo spettro *b*, ottenuto a pressione di circa 10^{-4} mmHg, mostra le righe stazionarie dell'*HeI* e le corrispondenti righe spostate per effetto Döppler; gli spettri *a*, *c*, invece, ottenuti a pressione di circa 10^{-3} mmHg, mostrano, per le divese condizioni di eccitazione, le sole righe spostate per effetto Döppler; *d*, *e* spettro ottenuto per eccitazione con elettroni di energia 400 eV e spettro aurorale di confronto (per cortesia dei dr. C. Y. Fan, J. W. Chamberlain e A. B. Meinel dello Yerkes Observatory, Chicago).

del fascio non sarebbe influenzato dal campo magnetico terrestre, la qual cosa non appare plausibile.

Si potrebbe allora supporre che l'eccitazione delle bande di Meinel sia dovuta a protoni di alta energia, in quanto alle alte energie il comportamento di qualunque tipo di particella, a parità di velocità, tende ad essere il medesimo (v. Massey e Burhop ([46]), cap. VIII paragrafo 6.1); in effetti, un protone di velocità pari a quella di un elettrone di 3 keV ha una energia di circa 6 MeV. Ma protoni di tale energia dovrebbero scendere a quote assai basse nell'atmosfera, mentre è ben noto che aurore assai basse costituiscono l'eccezione e non la regola.

Scartata l'ipotesi dei protoni, come causa di eccitazione delle bande di Meinel, rimane come terza, più plausibile possibilità, quella che gli elettroni di bassa energia siano secondari e che essi siano accelerati da campi elettrici locali.

Il meccanismo che può dar luogo a tali campi elettrici può essere di varia natura: nel fascio incidente di particelle, protoni ed elettroni, essendo, a parità di velocità, i protoni più penetranti degli elettroni, può determinarsi un sopravanzamento dei primi rispetto ai secondi con la conseguente formazione di un campo elettrico radiale uscente dalla Terra che accelera verso il basso gli elettroni. Fan trova che per un flusso incidente di 10^6 particelle $\cdot$ cm^{-2} $\cdot$ sec^{-1} alla velocità 10^9 cm/sec si avrebbe una separazione tra i due tipi di particelle dell'ordine di qualche decina di km, che appare troppo piccola per rendere conto della lunghezza normalmente assai maggiore dei raggi aurorali. La difficoltà potrebbe essere superata assumendo che già prima della penetrazione nella atmosfera sia in atto una separazione dei protoni e degli elettroni per azione del campo magnetico terrestre.

2.4.5. *La eccitazione della luminosità aurorale.* — Abbiamo già osservato come le diverse caratteristiche spettroscopiche degli archi e delle forme raggiate suggeriscono che fondamentalmente diversi debbano essere i processi che danno rispettivamente origine agli uni e alle altre. Negli archi si può ritenere accertata la presenza di protoni incidenti dall'esterno sulla atmosfera, che sembrano invece sistematicamente assenti nelle forme raggiate. Se si pensasse che queste ultime possano essere dovute a elettroni primari, alle ragioni contrarie, già esposte in **2.4.4.3**, si aggiunge il fatto che gli andamenti calcolati della luminosità non corrispondono soddisfacentemente al caso di intensità luminose sensibilmente costanti al variare della quota (per densità di materia variabili in un rapporto da 1 a 100 e oltre, contro un corri-

spondente rapporto da 1 a 10 per gli archi), come in effetti si riscontra nelle forme raggiate.

2.4.5.1. *La teoria di Chamberlain.* — L'autore calcola ([76]) l'andamento della luminosità della riga $H\alpha$ con la quota nell'ipotesi che essa sia emessa da atomi di idrogeno formati per cattura di elettroni da parte

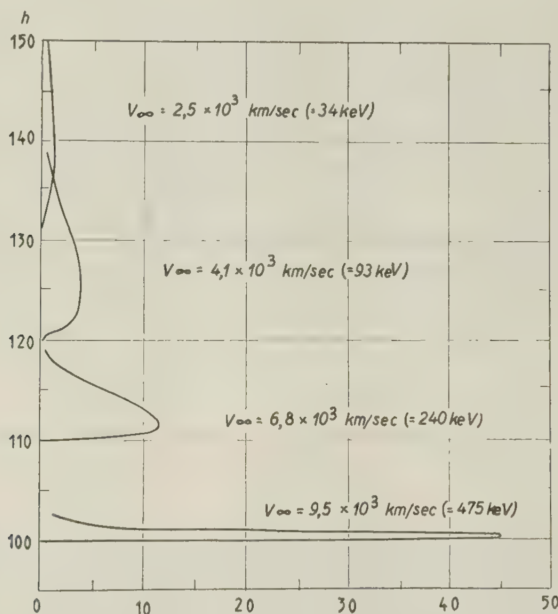


Fig. 2.17. – Altezza h dal suolo in km; sulle ascisse il numero di transizioni H_α, in unità di 10^{-5} cm$^{-3}\cdot$sec^{-1}, prodotto da un flusso unitario di protoni. Sono indicate le velocità di incidenza v_∞ e le energie corrispondenti (secondo Chamberlain).

dei protoni del fascio incidente; egli considera un fascio rettilineo di protoni incidenti nella direzione dello zenith e assume che ogni protone, attraverso ripetuti processi di cattura e riionizzazione, produca circa 50 quanti $H\alpha$, ciò che corrisponde, per un arco aurorale di moderata intensità a un flusso di $6 \cdot 10^7$ protoni $\cdot$ cm^{-2} $\cdot$ sec^{-1}. La estensione verticale delle curve di luminosità decresce enormemente per velocità crescenti dei protoni monocromatici (fig. 2.17); Chamberlain determina anche il cosidetto « decremento di Balmer », rapporto tra le intensità delle tre righe $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, che risulta essere $H\alpha : H\beta : H\gamma = 3{,}34 : 1{,}00 : 0{,}33$. A parità di quota di penetrazione, le curve di luminosità di Chamberlain risultano notevolmente più strette di quelle calcolate da Bates e Grif-

fing (45) per la luminosità totale originata dalla penetrazione di protoni nell'aria (fig. 2.18). Occorre tuttavia notare che sia gli effetti della diffusione, sia la non monocromaticità dello spettro di velocità delle particelle,

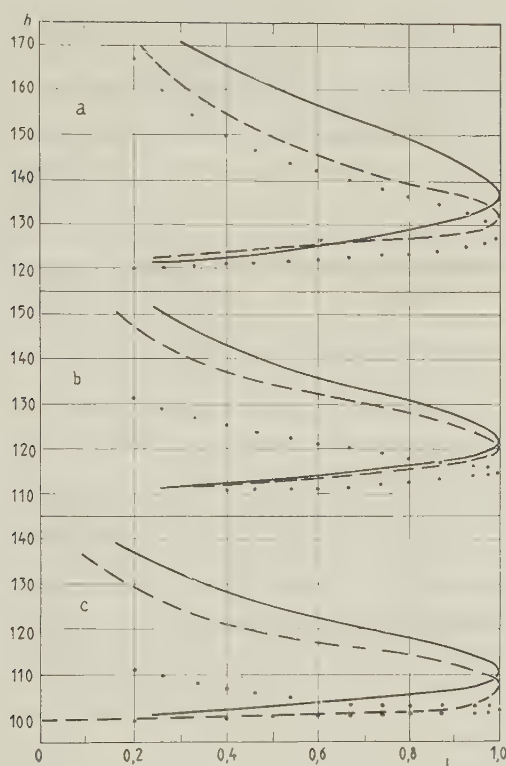


Fig. 2.18. – Altezza h dal suolo in km; luminosità L in unità arbitrarie. Le linee continue danno gli andamenti sperimentali ottenuti da Harang per gli archi; quelle tratteggiate e quelle punteggiate danno gli andamenti calcolati da Chamberlain e da Bates e Griffing, rispettivamente. Le tre serie di curve *a*, *b*, *c*, si riferiscono ad archi il cui bordo inferiore raggiunge 120, 110, e 100 km dal suolo.

come anche la loro non monodirezionalità possono in realtà determinare un più o meno notevole aumento della estensione verticale della luminosità. Dal punto di vista sperimentale, si può aggiungere che Meinel (77) ha effettivamente riscontrato per la luminosità $H\alpha$ una estensione verticale assai minore di quella osservata per altri tipi di emissione aurorale.

In un successivo raffinamento della sua teoria, Chamberlain ha ottenuto curve di luminosità in discreto accordo (fig. 2.18) con quelle osservate nelle aurore, assumendo un fascio di protoni non più provenienti da una unica direzione (quella dello zenith), ma costituenti un fascio le cui direzioni sono simmetricamente distribuite intorno alla direzione dello zenith. Anche il profilo della riga $H\alpha$ (fig. 2.19) risulta in buon accordo con quello misurato, a differenza del caso monodirezionale.

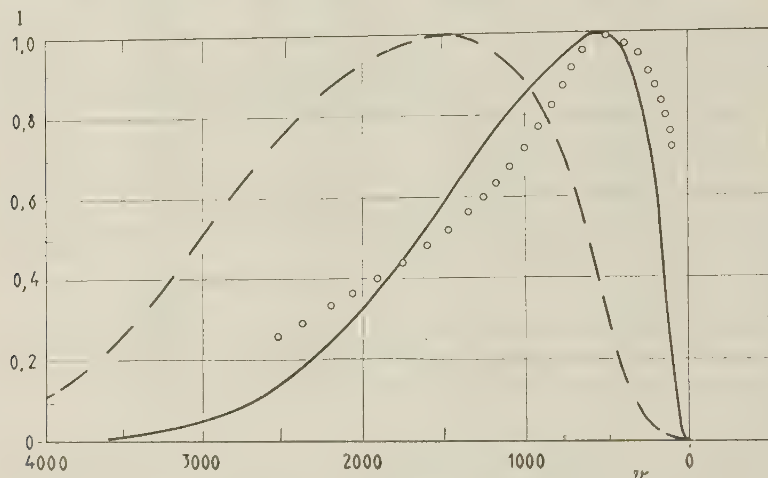


Fig. 2.19. – Intensità I in unità arbitrarie, velocità v in km/sec. La linea punteggiata dà il profilo osservato da Meinel secondo lo zenith geomagnetico; le linee tratteggiate e continue danno i profili calcolati da Chamberlain per protoni entranti solo dallo zenith o da tutte le direzioni.

Quanto ai raggi, Chamberlain ([78]) studia la ipotesi che la eccitazione della luminosità sia dovuta agli elettroni liberi presenti nella ionosfera, accelerati da campi elettrici «locali» dell'ordine dei 10^{-5} volt/cm nella alta atmosfera. L'idea di un campo elettrico, come causa di accelerazione delle particelle aurorali, non è nuova in quanto già considerata da Alfven (v. cap. 6) e da altri ([7, 25, 74, 79, 80]); la ipotesi di un campo elettrico locale lentamente decrescente al variare della quota potrebbe, sotto opportune condizioni, rendere conto della quasi costante luminosità dei raggi: infatti questa tenderebbe a diminuire al crescere della quota per la diminuzione della densità di materia, ma questa diminuzione potrebbe essere compensata dall'aumento del cammino libero medio e quindi della energia media acquisita dagli elettroni, un maggior numero dei quali raggiungerebbe la energia minima sufficiente a eccitare la luminosità.

Seguendo tali linee, e assumendo una luminosità costante e una densità elettronica di 10^6 cm^{-3} alla base di un raggio, corrispondente a un flusso costante di $6 \cdot 10^{12}$ elettroni · cm^{-2} · sec^{-1}, Chamberlain ha costruito un modello abbastanza soddisfacente trovando una lenta diminuzione della densità elettronica lungo il raggio. Ciò può apparire in contrasto col fatto che in una ionosfera non disturbata la densità elettronica, almeno alle quote più basse raggiunte dai raggi, cresce con la quota; occorre tuttavia osservare che il flusso primario di protoni, oltrechè la stessa scarica, possono alterare più o meno notevolmente le condizioni ionosferiche locali. Gli effetti dei venti ionosferici e l'equilibrio di ionizzazione (tanti sono gli atomi che subiscono la ionizzazione e tanti quelli che subiscono la ricombinazione) introducono poi una serie di piccole fluttuazioni nella brillantezza dei raggi.

Se il campo elettrico locale, di natura elettrostatica, è prodotto dai protoni primari (v. **2.4.4.3**) la sua azione acceleratrice si eserciterebbe su tutti gli elettroni ionosferici (ai quali sarebbero mescolati indistinguibilmente quelli primari); la corrente elettronica dovrebbe essere naturalmente tale da compensare esattamente la corrente protonica primaria. Il flusso di $6 \cdot 10^{12}$ elettroni · cm^{-2} · sec^{-1} calcolato da Chamberlain per i raggi risulta circa 10^5 volte maggiore di quello dei protoni negli archi (v. **2.4.4.2**). Ciò implicherebbe la presenza di un raggio di 100 m di diametro per ogni 800 km^2 di arco aurorale; si tratta di una troppo bassa densità di raggi che però, trattandosi di valutazioni necessariamente grossolane, può anche risultare, senza difficoltà per la teoria, $10^2 \div 10^3$ maggiore.

Riassumendo, il meccanismo di formazione dell'aurora sarebbe il seguente: inizialmente le densità di corrente protonica ed elettronica (primarie) sarebbero dello stesso ordine di grandezza. Gli elettroni, per la loro bassa energia, non potrebbero eccitare alcuna luminosità; i protoni, invece, avendo assai più elevata energia, produrrebbero intensa ionizzazione, mentre una corrente elettronica richiamata dal campo elettrostatico dei protoni potrebbe seguire, ben concentrata, solo certi percorsi di minor resistenza elettrica dando origine ai raggi. Se questa situazione si stabilisce bruscamente si ha il rapido passaggio dall'arco alla forma raggiata, come spesso si osserva.

Il fatto che talvolta si osservino dei raggi senza alcuna apparente relazione con archi, non costituisce difficoltà in quanto, essendo assai alta la conducibilità della ionosfera, potrebbe anche aversi un afflusso di elettroni (cioè presenza di raggi) in zone anche lontane dalla zona in cui si concentra principalmente il flusso di protoni; d'altra parte, si

potrebbe anche trattare di un flusso di protoni molto poco intenso distribuito su una area assai maggiore dell'usuale, così da non provocare apprezzabile luminosità del tipo degli archi, pur determinando ugualmente un campo elettrico.

2.4.5.2. *La teoria di Lebedinsky.* — L'autore [81] assume un sistema di correnti che dai limiti dell'atmosfera fino alla quota dello strato E segue le linee di forza del campo magnetico terrestre, dando origine a raggi e drappeggi; nello strato E, poi, le correnti scorrono orizzontalmente lungo i paralleli magnetici, dando origine in tal modo agli archi. Il passaggio dalla prima condizione alla seconda avviene a quota intorno ai 130 km dal suolo, al disotto della quale il cammino libero medio degli ioni e degli elettroni risulta determinato dalle collisioni con molecole neutre dell'atmosfera.

Lebedinsky confronta la energia elettrica associata alla corrente negli archi e nei raggi (che vanno pensati come conduttori in serie, percorsi da una stessa intensità di corrente dell'ordine dei 10^4 ampere) e la energia luminosa emessa dalle particelle eccitate; trova che il rapporto energia luminosa/energia elettrica è prossimo all'unità per i raggi mentre è di circa 0,001 per gli archi; tale differenza viene attribuita al fatto che nei raggi l'eccitazione ha alto rendimento, in quanto provocata da urti elettronici, mentre negli archi essa deriva da collisioni ioniche di bassa efficienza.

2.5. Fenomeni aurorali e perturbazioni geomagnetiche

2.5.1. — Che le aurore e le tempeste magnetiche siano due fenomeni in stretta relazione l'uno con l'altro è noto già da lungo tempo: le maggiori tempeste magnetiche sono infatti sempre accompagnate da intense aurore, che spesso, in tali occasioni, appaiono anche a latitudini assai inferiori a quelle usuali.

Abbiamo già visto in **1.3.3** che la traccia dell'elettrogetto responsabile della forte attività magnetica delle alte latitudini coincide piuttosto bene con la curva di massima frequenza aurorale.

Una ulteriore prova della stretta interdipendenza tra aurore e perturbazioni geomagnetiche è data dalla fig. 2.20, nella quale sono tracciate le linee di uguale escursione media della S_D per i giorni perturbati internazionali dell'Anno Polare 1932-33, nell'emisfero nord [8]. Un confronto con la fig. 2.2, che rappresenta le isocasme di Vestine, permette di rilevare la generale somiglianza delle due rappresentazioni e la appros-

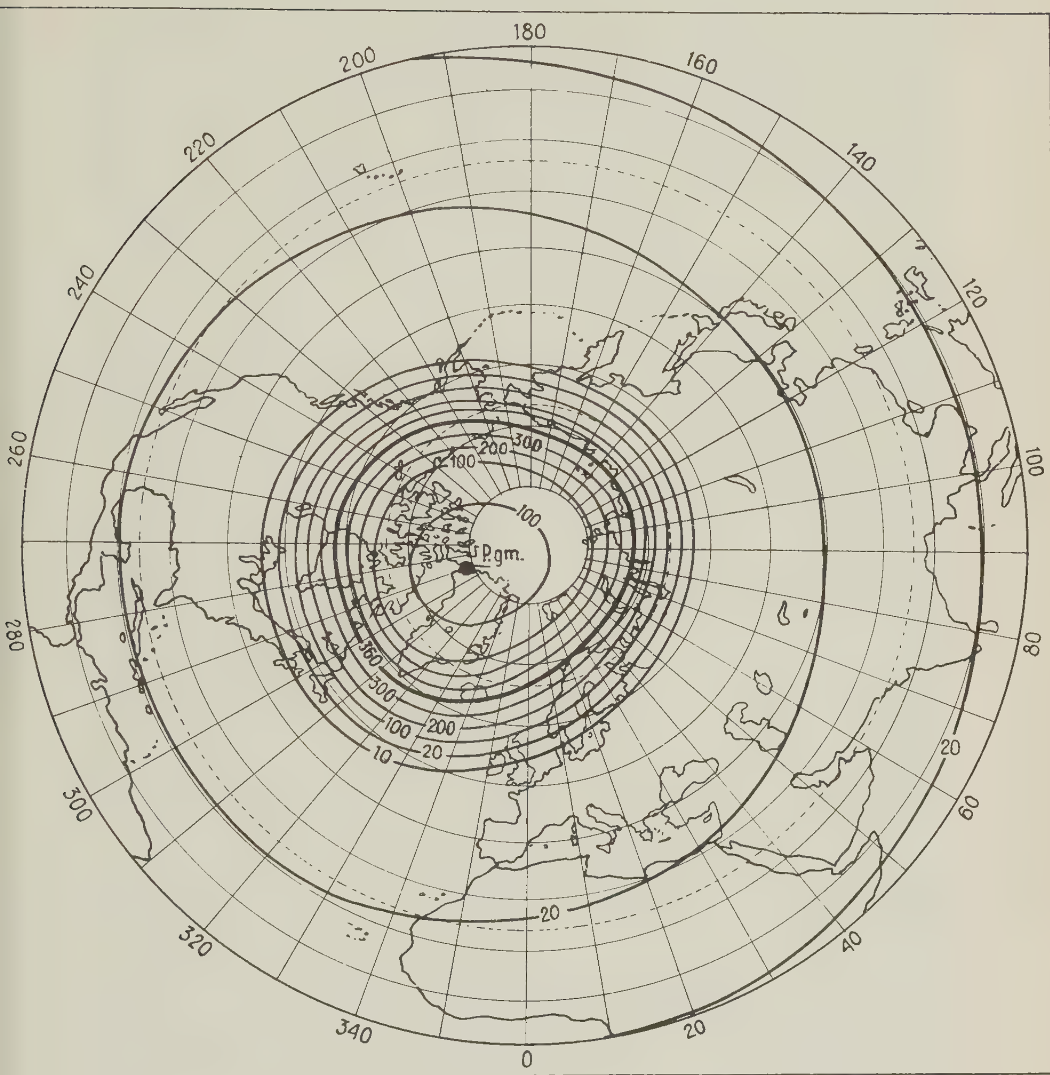


Fig. 2.20. – Linee di uguale escursione media della S_D. P. gm. polo geomagnetico nord (secondo Vestine).

simativa coincidenza della curva di massima frequenza aurorale con quella di massima intensità delle perturbazioni geomagnetiche.

La stretta connessione tra i due fenomeni rende comprensibili le periodicità della frequenza aurorale di periodo undici anni, sei mesi (con massimi equinoziali) e 27 giorni, se tali periodicità potranno essere definitivamente confermate. A priori potremmo dire che le periodicità citate sono una necessaria conseguenza della correlazione tra perturbazioni geomagnetiche e aurore, e a latitudini alquanto inferiori ai 65–70°, a latitudini cioè dove la frequenza di apparizione delle aurore è ancora sensibile ma molto inferiore al 100%, tali periodicità dovrebbero effettivamente essere messe in evidenza.

Come si è accennato in **1.3.3**, appare piuttosto ragionevole pensare a una relazione fisica tra l'elettrogetto e i fenomeni aurorali. Tale supposizione appare giustificata anche dal fatto che durante le più intense tempeste magnetiche si verifica un notevole spostamento verso le latitudini inferiori sia dell'elettrogetto, sia delle apparizioni aurorali. In **1.3.4** sono stati citati alcuni casi in cui è stata determinata la posizione geografica dell'elettrogetto. Harang ([82]) trova per la regione scandinava uno spostamento di circa 400 km verso sud tra i giorni meno perturbati e quelli di perturbazioni più intense durante l'Anno Polare 1932-33, e tale spostamento porta l'elettrogetto da nord a sud di Tromsö (lat. geomagn. 67° N); l'aurora visuale, che nei giorni di bassa attività geomagnetica compare a nord di Tromsö piuttosto bassa sull'orizzonte, all'aumentare della attività viene osservata ad altezze sempre maggiori, e in occasione di forti tempeste raggiunge e supera lo zenith. L'Autore ne conclude che l'elettrogetto e l'aurora si spostano simultaneamente verso sud all'aumentare della intensità della perturbazione.

Ad analoga conclusione si può giungere confrontando i risultati di Nagata ([83]) sullo spostamento verso sud dell'elettrogetto polare durante la tempesta del 1° maggio 1933, la più intensa dell'Anno Polare 1932-33, con lo studio di Störmer ([84]) sulla dipendenza della distanza angolare delle aurore dall'asse del dipolo geomagnetico durante lo stesso Anno Polare: tale distanza è risultata massima proprio nei giorni 1-2 maggio 1933.

2.5.2. — Stabilita una connessione generale tra le perturbazioni geomagnetiche prodotte dalle correnti elettriche polari e l'aurora, è di fondamentale interesse cercare delle relazioni più particolari tra l'attività geomagnetica e le varie caratteristiche aurorali, quali la luminosità, la forma, le trasformazioni da una forma all'altra, i moti, ecc. Sebbene

questo studio sia ancora agli inizi, tuttavia sono stati già raggiunti alcuni risultati interessanti.

Già Harang ([82]) aveva notato, misurando la luminosità integrata dalle aurore visibili a Tromsö mediante apposita registrazione fotografica, che tale luminosità tende ad aumentare al diminuire della latitudine del sistema di correnti generanti le perturbazioni geomagnetiche; è inoltre evidente, negli esempi che l'A. presenta, un forte e improvviso aumentare di luminosità all'apparire di una larga e brusca baia negativa nella componente H del campo magnetico terrestre.

Dalle osservazioni di Meek a Saskatoon ([85]) (lat. geomagn. 60,6° N) si può trarre qualche ulteriore conclusione sulle caratteristiche della luminosità delle aurore e della loro altezza sull'orizzonte durante una perturbazione geomagnetica polare (v. **1.3.5**). All'inizio di una baia positiva in H, che rappresenta in generale la prima fase della perturbazione, o parte di essa, appare in genere a nord di Saskatoon un arco piuttosto brillante, ma molto basso sull'orizzonte (la sua altezza non arriva di solito a superare i 10°); quando H torna verso il valore normale e la baia tende a scomparire, la luminosità si attenua e la forma dell'aurora diviene più diffusa. Durante la seconda fase della perturbazione che, come è noto, è generalmente la più intensa ed è costituita da una o più baie negative, anche l'aurora presenta la sua fase più intensa; nel periodo antecedente la baia negativa è generalmente visibile a nord di Saskatoon una debole luminosità aurorale, residuo dell'arco concomitante alla precedente baia positiva; all'inizio della baia compaiono, ad una altezza maggiore sull'orizzonte, bande e drappeggi, e la luminosità aumenta. Secondo Meek l'altezza dell'aurora sull'orizzonte è in stretta relazione con l'intensità della perturbazione magnetica: una baia negativa di 100 gamma in H corrisponde, a Saskatoon, a un'altezza massima di 60°, mentre una caduta in H di 200 gamma corrisponde ad aurora visibile allo zenith. La luminosità invece sarebbe in relazione diretta con la rapidità della variazione di H.

Anche Heppner ([86]), riscontra a College (lat. geomagn. 64,5° N), che gli archi omogenei presenti verso nord prima di una baia negativa si spostano rapidamente a sud all'inizio di questa; inoltre questo movimento è accompagnato dalla formazione di strutture raggiate a nord dell'arco. Con l'intensificarsi della perturbazione geomagnetica anche l'arco si spezza in forme raggiate attive che si estendono anche oltre lo zenith, seguite da aurora diffusa e pulsante; il graduale ritorno di H verso il suo valore normale è ancora accompagnato da strutture diffuse e pulsanti.

Le osservazioni di Heppner appaiono confermate da quelle di Fan ([87]) eseguite all'Osservatorio di Yerkes, a latitudine geomagnetica notevolmente inferiore (53° N). Fan trova infatti che la componente H aumenta progressivamente prima della apparizione di un arco omogeneo, e che l'inizio di una baia negativa coincide con la trasformazione dell'arco omogeneo in struttura raggiata.

Tutte queste osservazioni sono assai importanti ai fini di una teoria sulle aurore e sulle perturbazioni geomagnetiche polari. Alcuni Autori, e in particolar modo Fukushima ([88]), pensano che queste ultime siano dovute a un effetto « dinamo », simile a quello cui è dovuta la S_q, con la differenza che la ionizzazione dell'alta atmosfera (della zona polare) avviene questa volta sotto l'azione di fasci di particelle incidenti alle alte latitudini. Oltre alla ionizzazione, tali fasci produrrebbero anche le aurore. In tal caso, tuttavia, le forze elettromotrici responsabili delle correnti ionosferiche sarebbero sempre presenti, a causa dei moti regolari dell'alta atmosfera, e dovrebbero variare indipendentemente dai fasci di particelle e quindi dalle aurore. Ma le osservazioni sopra descritte, in particolar modo quelle di Heppner, sembrano dimostrare invece una stretta correlazione tra aurore e forze elettromotrici, in quanto le forme aurorali cambiano quando anche le forze elettromotrici cambiano.

Alla luce di queste considerazioni appare estremamente interessante il fatto, constatato da Fan e Schulte ([59]) e messo ulteriormente in evidenza da Fan ([87]), che al momento della trasformazione di un arco omogeneo in struttura raggiata, cioè all'inizio di una baia negativa, si ha anche una trasformazione dello spettro aurorale, almeno per quanto riguarda le righe dell'idrogeno: mentre queste sono spesso presenti nello spettro dell'arco, la loro intensità diminuisce rapidamente fino ad annullarsi quando si formano le strutture raggiate (v. anche **2.4.4.1**).

RINGRAZIAMENTI

Vogliamo esprimere la nostra gratitudine al prof. C. T. Elvey e al dr. V. P. Hessler del Geophysical Institute University of Alaska, per le fotografie di aurore e di spettri aurorali; ai dr. J. W. Chamberlain, C. Y. Fan e D. H. Schulte dello Yerkes Observatory dell'Università di Chicago per gli spettri aurorali e di laboratorio.

Ringraziamo anche lo Sveriges Meteorologiska och Hydrologiska Institut di Stoccolma e la Antartic Division del Department of External Affaires di Melbourne per avere messo a nostra disposizione i risultati delle loro osservazioni aurorali.

(ricevuto il 30 luglio 1959)

RIASSUNTO

Si presenta la fenomenologia delle aurore polari, in particolare le loro forme visuali più tipiche, la loro distribuzione geografica e le variazioni temporali. Si discutono quindi le caratteristiche del loro spettro, in relazione al tipo di agente che può provocarle. Si esaminano le relazioni tra aurore e attività solare, nonchè tra aurore ed attività geomagnetica.

ABSTRACT

We consider the phenomenological aspect of polar aurorae, particularly their visual appearance, their geographical distribution and time variations. We discusss also the physical structure of auroral spectra, with particular regard to the effective causes of auroral phenomena. At last, we study the correlations of aurorae with solar and geomagnetic activity.

BIBLIOGRAFIA

(A) Störmer C., *The Polar Aurora*, Oxford, Clarendon Press (1955).
(B) Harang L., *The Aurorae*, Londra, Chapman Hall Ltd (1951).
(C) Fritz H., *Das Polarlicht*, Leipzig, F. A. Brockhaus (1881).

---

(1) *Photographic Atlas of Auroral Forms*, International Geodetic and Geophysical Union, Oslo (1930).
(2) *Annals of I. G. Y.* **4**, parte II, Londra, Pergamon Press.
(3) Lovell A. C. B., Clegg J. A., Ellyett C. D., *Nature* **160**, 372 (1947).
(4) Aspinall A., Hawkins G. S., *Journ. Brit. Astr. Assoc.* **60**, 130 (1950).
(5) Harang L., Landmark B., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **4**, 322 (1954).
(6) Currie B. W., Forsyth P. A., Vawter F. E., *Journ. Geoph. Res.* **58**, 179 (1953).
(7) Bowles K. L., *Journ. Geoph. Res.* **59**, 553 (1954).
(8) Vestine E. H., *Terr. Magn.* **49**, 77 (1944).
(9) Vestine E. H., Snyder E. J., *Terr. Magn.* **50**, 105 (1945).
(10) Little D. E., Shrum G. M., *Trans. Roy. Soc. Can.* **44**, 51 (1950).
(11) Vegard L., Krogness O., *Geofys. Publ.* **1**, n. *1* (1920).
(12) Störmer C., *Geofys. Publ.* **4**, n. *7* (1926).
(13) Carlheim Gyllenskiold V., *Aurores Boreales*, Stoccolma (1887).
(14) Harang L., *Terr. Magn.* **50**, 297 (1945).
(15) Jensen R. E., Currie B. W., *Journ. Geoph. Res.* **58**, 201 (1953).
(16) Currie B. W., *Terr. Magn.* **39**, 293 (1934).
(17) Fuller V. R., Bramhall E. H., *Misc. Publ. Univ. Alaska*, **3** (1937).

([18]) Alty T., Wilson F. J., *Nature* **133**, 687 (1934).
([19]) Unwin R. S., Gadsden M., *Nature* **180**, 1469 (1957).
([20]) Bullough K., Kaiser T. R., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **5**, 189 (1954).
([21]) Störmer C., *Terr. Magn.* **53**, 251 (1948).
([22]) Egedal J., *Nature* **123**, 642 (1929).
([23]) Egedal J., *Nature* **124**, 913 (1929).
([24]) Störmer C., *Geofys. Publ.* **13**, n. *7* (1942).
([25]) Meinel A. B., Schulte D. H., *Astroph. Journ.* **117**, 454 (1953).
([26]) Bless R. C., Gartlein C. W., Kimball D. S., *Astroph. Journ.* **122**, 205 (1955).
([27]) Meinel A. B., *Astroph. Journ.* **122**, 206 (1955).
([28]) Kim J. S., Currie B. W., *Can. Journ. Phys.* **36**, 160 (1958).
([29]) Vegard L., *Phil. Mag.* **23**, 211 (1937).
([30]) Fuller V. B., *Terr. Magn.* **40**, 269 (1935).
([31]) Sverdrup H. V., *Res. Dept. Terr. Magn. Carnegie Inst. Washington*, **6**, n. 175 (1927).
([32]) Meinel A. B., Negaard B. J., Chamberlain J. W., *Journ. Geoph. Res.* **59**, 407 (1954).
([33]) Angot A., *Les Aurores polaires*, p. 125-6.
([34]) Gerson N. C., *Suppl. Nuovo Cim.* **4**, 1562 (1956).
([35]) Tromholt S., *Katalog der in Norwegen bis Juni 1878 beobachteten Nordlichter*, Kristiania (1902).
([36]) Boller W., *Gerlands Beiträge zur Geophysik* **5**, 3 (1898).
([37]) Stetson H., *Science* **90**, 482 (1939).
([38]) Garner, *New Zeal. Journ. of Science and Technology* **33**, n. 1 (1951).
([39]) Tromholt S., *Danish Meteor. Inst. Yearbook (*1880*)*.
([40]) Schmidt A., *Meteor. Zeitschrift* **37**, 163 (1920).
([41]) Angenheister G., *Meteor. Zeitschrift* **39**, 20 (1922).
([42]) Harang L., *Geofys. Publ.* **16**, n. 6 (1945).
([43]) Lenard P. D., *Sitz. d. Heidelberger Ak. ad.*, n. *17* (1910) e n. *12* (1911).
([44]) Vegard L., *Phil. Mag.* **42**, 47 (1921).
([45]) Bates D. R., Griffing G., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **3**, 212 (1953).
([46]) Massey H. S. W., Burhop E. H. S., *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Oxford, Clarendon Press (1952).
([47]) Vegard L., *Geofys. Publ.* **19**, n. 9 (1956).
([48]) Vegard L., *Nature.* **144**, 1089 (1939).
([49]) Vegard L., *Terr. Magn.* **45**, 5 (1940).
([50]) Bernard R., Rep. Conf. of Gassiot Comm. Roy. Soc., *Emission Spectra of the Night Sky and Aurora*, p. 93, Londra, Phys. Soc. (1948).
([51]) Meinel A. B., *Astroph. Journ.* **114**, 431 (1951).
([52]) Vegard L., *Nature.* **165**, 1012 (1950).
([53]) Vegard L., *C. R. Acad. Sci. Paris* **230**, 1884 (1950).
([54]) Gartlein C. W., *Trans. Amer. Geoph. Union* **31**, 18 (1951).
([55]) Meinel A. B., *Phys. Rev.* **80**, 1096 (1950).
([56]) Meinel A. B., *Astroph. Journ.* **113**, 50 (1951).
([57]) Meinel A. B., *Proceedings of the Conference on Auroral Physics*, London, Ontario, July 1951, ed. N. C. Gerson.
([58]) Dahlstrom C. E., Hunten D. M., *Phys. Rev.* **84**, 378 (1951).

(59) Fan C. Y., Schulte D. H., *Astroph. Journ.* **120**, 563 (1954).
(60) Gartlein C. W., *Memoires de la Societé Royale des Sciences de Liège* **12**, 195 (1952).
(61) Vegard L., *Nature* **170**, 536 (1952).
(62) Mott N. F., Massey H. S. W., *The Theory of Atomic Collisions*, Oxford, Clarendon Press, 1949, cap. XI.
(63) Richardson R. S., *Trans. Amer. Geoph. Union* **25**, 558 (1944).
(64) Brück A. H., Rutllant F., *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.* **106**, 130 (1946).
(65) Gartlein C. W., *Phys. Rev.* **81**, 463 (1951).
(66) Galperin G. I., *Planetary and Space Science* **1**, 57 (1959).
(67) Hunten D. M., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **7**, 14 (1955).
(68) Gartlein C. W., Sprague G., *Journ. Geoph. Res.* **62**, 521 (1957).
(69) Meinel A. B., Fan C. Y., *Astroph. Journ.* **115**, 330 (1952).
(70) Fan C. Y., Meinel A. B., *Astroph. Journ.* **118**, 205 (1953).
(71) Fan C. Y., *Astroph. Journ.* **122**, 350 (1955).
(72) Fan C. Y., *Phys. Rev.* **103**, 1740 (1956).
(73) Krasner S., *Phys. Rev.* **99**, 520 (1955).
(74) Fan C. Y., *Astroph. Journ.* **119**, 294 (1954).
(75) Fan C. Y., *Journ. Atm. Terr. Phys.* Supplement 3, *The Airglow and the Aurorae*, p. 276, Londra, Pergamon Press (1956).
(76) Chamberlain J. W., *Astroph. Journ.* **120**, 360 (1954).
(77) Meinel A. B., *Memoires de la Societé Royale des Sciences de Liège* **12**, 203 (1952).
(78) Chamberlain J. W., *Journ. Atm. Terr. Phys.* Supplement 3, *The Airglow and the Aurorae*, p. 206, Londra, Pergamon Press (1956).
(79) Wulf O. R., *Journ. Geoph. Res.* **58**, 553 (1953).
(80) Chamberlain J. W., *Astroph. Journ.* **122**, 349 (1955).
(81) Lebedinsky A. J., *Journ. Atm. Terr. Phys.* Supplement 3, *The Airglow and the Aurorae*, p. 222, Londra, Pergamon Press (1956).
(82) Harang L., *Terr. Magn.* **51**, 353 (1946).
(83) Nagata T., *Journ. Geoph. Res.* **55**, 127 (1950).
(84) Störmer C., *Geofys. Publ.* **18**, n. 7 (1953).
(85) Meek J. H., *Journ. Geoph. Res.* **58**, 445 (1953) e **59**, 87 (1954).
(86) Heppner J. P., *Journ. Geoph. Res.* **59**, 329 (1954).
(87) Fan C. Y., *Astroph. Journ.* **128**, 420 (1958).
(88) Fukushima N., *Polar geomagnetic storms and geomagnetic bays*, Geoph. Inst., Tokyo Univ. (1953).

Direttore: Prof. Enrico Medi
Responsabile: Prof. Pietro Caloi

Tipografia Pio X, Via degli Etruschi, 7-9 - Roma — 1-8-59

The asthenosphere low-velocity layer

B. Gutenberg

ricevuto il 23 settembre 1959

Over 100 years ago, Airy and Pratt independently concluded that the weight of a rock column of a given cross section above a depth of the order of 100 km is about the same everywhere regardless of the elevation of the surface of the earth. Airy assumed that the greater height of mountains is compensated by greater thickness of the relatively light crustal material below them, while Pratt believed that the density of the crustal material under mountains is smaller than that under lowlands. Dutton (1889) introduced the expression isostasy for the " tendency to bulge ", where the lighter material exists, and, " where the denser matter existed, ... to depress the surface ". Barrell (1914) pointed out that the maintenance of isostasy requires that below the relatively strong, mainly crustal " lithosphere " there is a layer with smaller yield strength, which he called " astenosphere " (1914, p. 659). He assumed that below the asthenosphere the yield strength is greater again, and that processes requiring gradual movements take place mainly in the asthenosphere. His ideas have been extended by Daly (1940) and others.

At least as early as 1907, v. Wolff had concluded that at depths near 100 km the temperature should be close to the melting point of ultrabasic material. Gutenberg (1926) investigated if earthquake waves show a corresponding appreciable decrease in velocity. He studied the amplitudes of longitudinal waves of shallow earthquakes as a function of distance up to 3000 km and found that starting at a distance of about 200 km from the source the amplitudes of longitudinal waves decrease roughly exponentially with distance and reach a minimum near an epicentral distance of about 1700 km, where they increase suddenly by a factor of roughly 100. From these results he concluded that there is a slight decrease in the velocity of longitudinal waves at a depth of about 75 km, but no indication of molten material. This " asthenosphere low velocity layer ", as he called it later to distinguish it from

lithosphere low velocity layers, has been ever since the subject of investigations with more and more improved methods and results.

Byerly (1926) noticed that the travel time curve of longitudinal waves consists of several portions with different slope, and that at a distance of about 20° " there appears to be a rather abrupt increase in the apparent surface velocity ". Subsequently, this discontinuity in the slope of the travel time curve, which has been found for many regions, as well as a discontinuity in the earth which has been assumed to cause this sudden change in slope have been called the " twenty degree discontinuity ". The depth of this hypothetical discontinuity in the mantle has been investigated repeatedly by Jeffreys, by Miss Lehmann and by others (see, e. g., Jeffreys, 1959, pp. 98-102), who found for its depth values of between about 200 and 500 km. On the other hand, investigations of travel times of longitudinal waves by Gutenberg and Richter (1935, p. 339) confirmed Gutenberg's earlier conclusion that at the depths which are reached by the rays emerging at distances of less than 14° " the velocity may be closely constant, or may even decrease with depth ". If it decreases by more than the critical rate, given by $dV/dr = V/r$, " the range from 6° to 14°, with its small amplitudes, corresponds to a so-called shadow zone, while the large amplitudes just beyond 14° may represent a focal point " (Gutenberg and Richter, 1935, p. 339); compare Figure 1. They found no indication of a discontinuity.

Gutenberg and Richter (1939, p. 531) realized that " additional information bearing on this problem can be derived from a study of seismograms of deep shocks recorded at short distanced ". They selected earthquakes originating at depths between 50 and 250 km which had been recorded at Huancayo, Peru, at distances of between 2 and 23 degrees. They found that the shadow zone at the surface has its greatest extent, when the source is at a depth of about 80 km, and that it disappears, if the source is deeper than roughly 200 km. They concluded (1939, p. 537) that this confirms and extends " the conclusion that a slight decrease in the velocity of longitudinal waves occurs at a depth of about 80 km. Quantitative data have then been given by Gutenberg (1945, p. 126; see also Gutenberg, 1959b, p. 85) when he discussed the determination of magnitudes of deep focus earthquakes on the basis of amplitudes of P and S. He concluded (1945, p. 129) that " the shadow zone for P and S waves at epicentral distances near 10°, indicating a slight minimum in wave velocity at a depth near 100 km, has been confirmed ".

In an " attempt to find more accurately this decrease in wave velocity with increasing depth " Gutenberg (1948) investigated seismo-

grams of earthquakes which had originated at distances of between 4° and 25° from Pasadena. In addition to a confirmation of the earlier results about the amplitudes in and near the shadow zone, he concluded that the travel time curves of P and S " consist of two branches, the first almost a straight line ending in a shadow zone, the second beginning with relatively large amplitudes and with a delay relative to the first branch. ..... All observations are explained on the assumption that the velocity of P as well as S waves decreases somewhat (between ½ and 3 per cent?) at a depth..... near 80 to 100 km ". He also pointed out " that such a low-velocity layer has now been established for the solid earth, the ocean, and the atmosphere, providing shadow zones for elastic (sound) waves in all three..... Only a relatively small decrease in velocity is required to produce a rather extensive and pronounced shadow zone ". This has been discussed in more detail by Gutenberg (1954 b).

A new method to find the velocities in the asthenosphere low-velocity layer was introduced by Gutenberg (1953). He pointed out that the wave velocity V at the depth $h = R - r$ (R = radius of the earth, r = distance of the source of the earthquake from the earth's center) of an earthquake can be found from the apparent velocity V^* at the point of inflection of the travel time curve from

$$V = V^* r / R \qquad [1]$$

Gutenberg applied this equation to values of V^* found from travel time curves of 82 shocks originating at depths of between about 50 and 600 km, mostly in or near Japan. He constructed curves for the velocity as function of depth for P and S, which show a clear decrease with depth below the Mohorovičić discontinuity " with a minimum at a depth of roughly 100 km for longitudinal waves and 150 km for transverse waves. Poisson's ratio increases from about 0.26 at a depth of 50 km to 0.29 at 250 km..... Small local differences in the rate of the velocity decrease result in noticeable local differences in amplitudes and perhaps even in travel times at epicentral distances between about 5° and 20° ".

If a low-velocity layer exists below the crust, the corresponding travel time curve may be interrupted (Figure 1). In such instances, the arrival times of P and S which are reported by the stations at distances inside the shadow zone may belong to diffracted or to channel waves. Especially, in instances where the source is in the low-velocity layer (Figure 1*d*), waves leaving the source nearly horizontally do not reach the surface, and the point of inflection of the travel time curve cannot

be observed. Usually, such instances are not detected on the basis of the reported times, since it is not possible to decide whether a small beginning of P on a record belongs to a small direct wave or to a

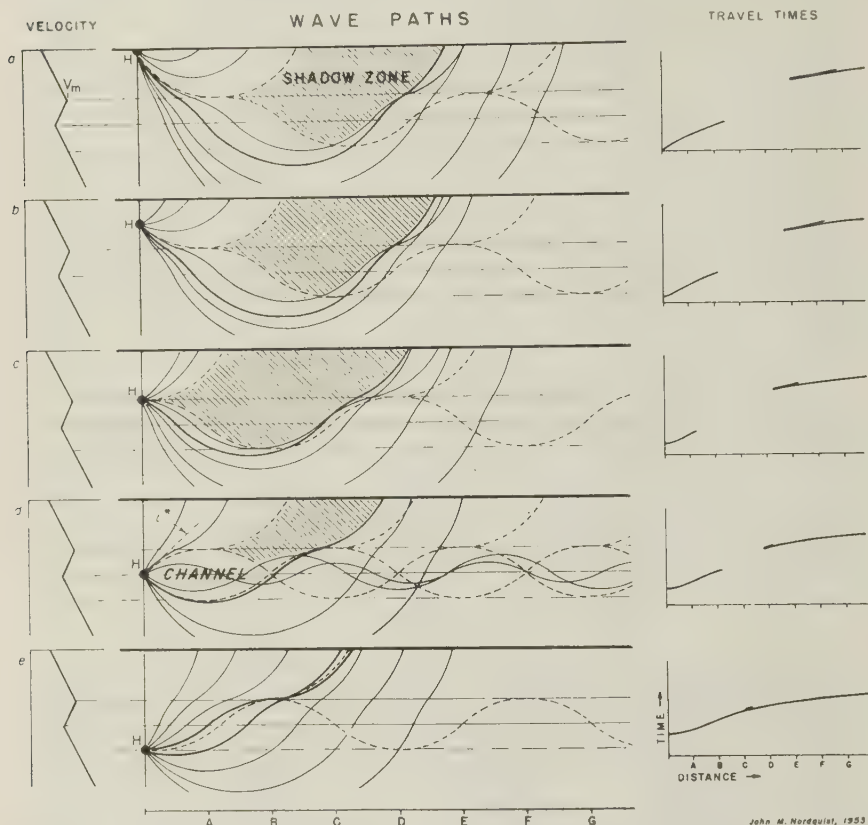


Fig. 1. – Sketches of waves paths, travel times and shadow zones for various focal depths if a low-velocity layer exists. The velocity-depth curve at left has been assumed and does not correspond to conditions in the crust and upper mantle (After Gutenberg, 1954b).

diffracted wave or to movement at the surface produced by a channel wave propagated within a few wave lengths below the surface (Figure 1*d*). In such instances, a continuous travel time curve is frequently drawn on the basis of all reported times although these may refer to various types of waves. If the apparent velocity at the point of inflection of such a spurious travel time curve is used, equation [1] leads to a result which still is close to the actual velocity at the depth

of the source. If, however, such a fictitious travel time curve is used to calculate the wave velocity as a function of depth, assumptions may have to be made, including discontinuities (as in the case of the " twenty degree discontinuity ") and a spurious velocity-depth curve may be obtained.

A very important discovery was made by Caloi (1953, 1954) when he observed and explained correctly two new phases in records of earthquakes originating at depths of between 20 and 200 km. He found that these phases, which he called Pa and Sa are propagated to great distances with constant velocities of about 8.0 and 4.4 km/sec respectively. Caloi explained these phases as waves guided by the low-velocity layer in the asthenosphere. Båth and others consider the possibility that channel waves, especially Lg, are surface waves of higher modes (I. U. G. G. Chronicle No. 22, 1959, pp. 223, 224). Pa and Sa have been reported independently by Press and Ewing (1955) who suggested tentatively " a mechanism of transmission involving ' whispering gallery ' propagation in the mantle by multiple grazing reflections from the Mohorovičić discontinuity ". The velocities observed by them are 7.98 to 8.24 km/sec for Pa-waves, while they observed two Sa-wave types with velocities of 4.58 and 4.4 km/sec respectively. They, too, observed these waves in shocks originating at depths of as much as 200 km. Waves originating at foci over about 60 km deep are no longer grazing the Mohorovičić discontinuity and should loose an appreciable amount of energy at each reflection at the discontinuity, so that the " whispering gallery " explanation can not apply at least in these instances. Gutenberg (1955b) found Pa and Sa waves in records of the Kern County, California, earthquake of 1952 with velocities of 8.05 and 4.44 km/sec respectively at distances to almost 100°. " There is general agreement that Pa and Sa waves are found which have travelled through oceanic [subcrustal] layers..... There is no clear evidence that the asthenosphere channel is missing in any of the larger units of the earth's subcrustal layers " (Gutenberg, 1955b, p. 293).

The Kern County, California, earthquake of 1952 has furnished excellent data for the travel times of waves at the epicentral distances involved in the study of the effects of the asthenosphere channel. Gutenberg (1954a) combined these travel times with those from several other well recorded shocks in Southern California (Figure 2). In the interim, it had been well established from travel times of waves generated by earthquakes and by artificial explosions that the velocities of waves refracted immediately below the Mohorovičić discontinuity are between

8.0 and 8.2 km/sec for P and between 4.6 and 4.8 km/sec for S (see, e. g., Gutenberg, 1955a, p. 23; 1959b, pp. 32-35). Finding of lower velocities than 8.0 and 4.6 km/sec respectively in the upper portion of the mantle by Jeffreys and others, e. g. increase in the velocity of P from 7.75 km/sec below the crust to 7.95 at 100 km and in that of S from 4.35

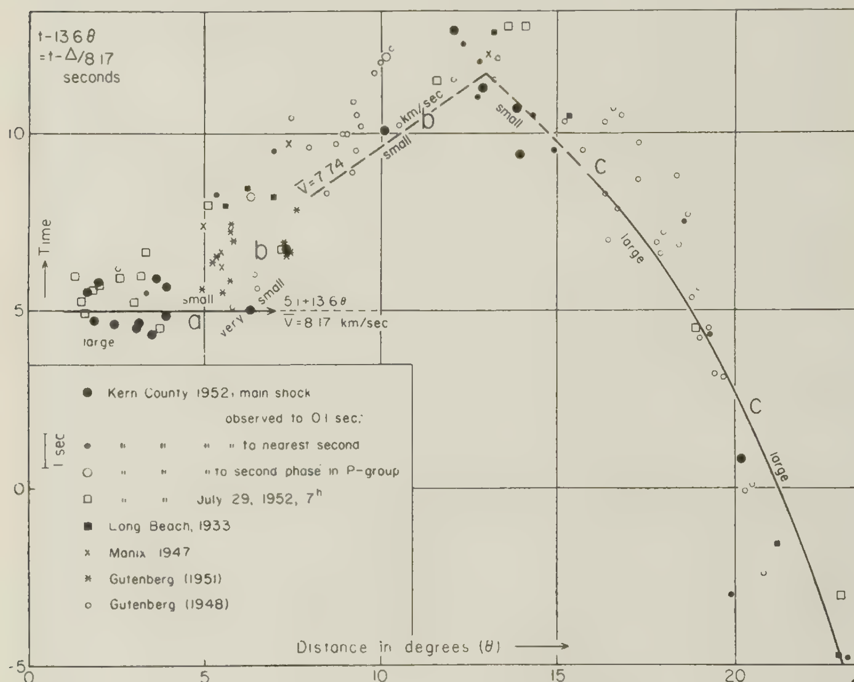


Fig. 2. – Observed travel times of P minus 13.6 times distance in degrees (subtracted to permit use of larger time scale) for earthquakes in Southern California (based on Gutenberg, 1954a; see also Gutenberg, 1959b, pp. 78 and 79).

km/sec below the crust to 4.45 at a depth of 100 km (reproduced, e. g. by Jeffreys, 1959, p. 122 and also by Bullen, 1953, p. 211) contradict the many reliable values obtained from refracted (or diffracted) waves directly below the crust unless a low-velocity layer is assumed.

Longitudinal waves having a velocity of between 8.1 and 8.2 km/sec are found in California (Figure 2) at epicentral distances between about 1° and 7° with rapidly decreasing amplitudes. Between about 7° and 13° the first waves are small and scatter about a straight line cor-

responding to a velocity of only about 7.7 to 7.8 km/sec. Starting at about 14° longitudinal waves with amplitudes increasing rapidly near about 15° and indicating a rapid increase in velocity below a depth of about 200 km are found. Again, these results have been interpreted by Gutenberg (1954a, p. 346) as an effect of the asthenosphere channel. He concluded that the channel " is probably due to a greater effect of the increase in temperature with depth than that of the increase in pressure at the depth where the melting point of the material is appoached, while above and below this channel the effect of the increase in pressure with depth prevails ". Gutenberg (1954b) has also sketched the rays originating from earthquakes at various depths in and near the channel, the resulting forms of the travel time curves and of the shadow zones (reproduced in Figure 1). Theoretical computations related to this problem have been carried out by Båth (1957).

Attempts to evaluate theoretically the temperature gradient necessary to produce a low-velocity layer in the asthenosphere have been made by Valle (1956). He concluded that a gradient in excess of 14°/km is necessary for a low-velocity layer for P waves, and in excess of 11°/km for S waves. The actual gradient just below the crust has been estimated by some geophysicists to be greater, by others to be smaller than the critical values calculated by Valle. It may be more accurate now to calculate the temperature gradient from the decrease in wave velocities than vice versa. The relationship of these two quantities has also been studied by Birch (1958) but he has applied his equations only to crustal layers. While on his assumptions the theory does not indicate a decrease in velocity with depth for granite in the crust, a slight decrease is indicated by his curve for gabbro below a depth of about 20 km (Birch, 1958, p. 167). However, all such numerical results depend on the rather uncertain values of the temperature as a function of depth (Figure 3).

Esperimental data on the effect of temperature and pressure on rocks have been published by Hughes and Maurette (1957) and by Birch (1958). On the assumption of plausible values for pressure and temperature in the earth's crust Hughes and Maurette find that in granites and in several basic igneous rocks the wave velocities can be expected to increase with depth in roughly the upper ten km of the crust and to decrease with depth below about 10 km. On the same assumptions they find that in dunite which is considered sometimes to be representative of the material in the asthenosphere, the velocities of both wave types should reach a maximum already under the conditions at a depth of about 5 km.

The investigation of records obtained from atomic explosions again confirmed the existence of the shadow zone at distances between roughly 1000 and 2000 km from the source (Anonymous, 1958). On the basis

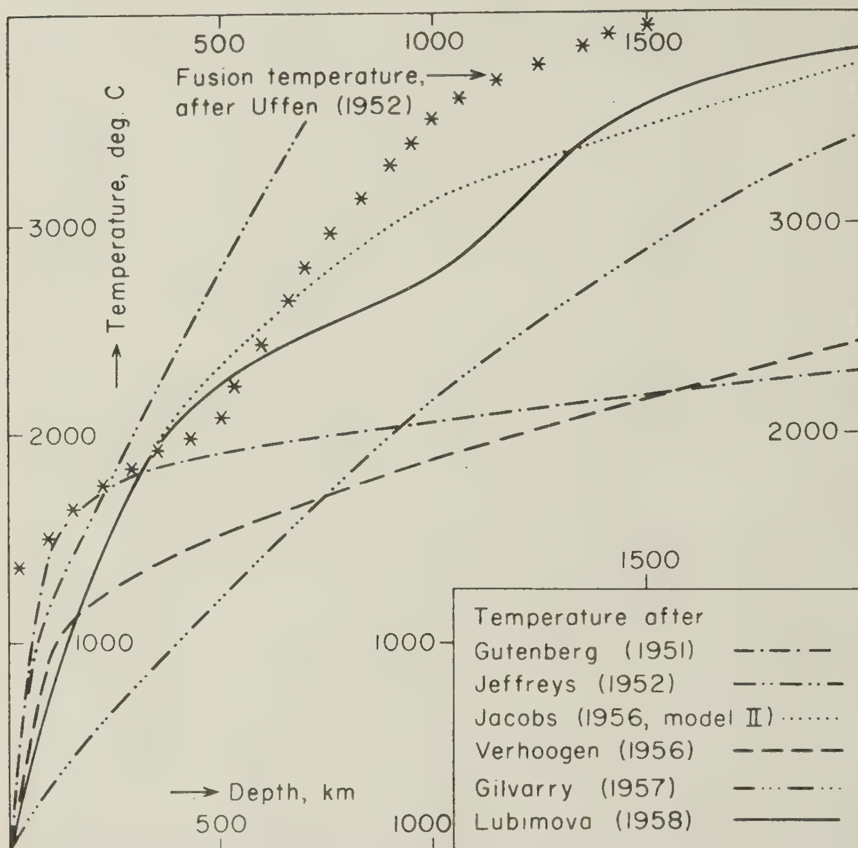


Fig. 3. – Temperature in the upper portion of the earth's mantle according to various authors; fusion temperature after Uffen (1952) based on the velocity of seismic waves.

of the increasing evidence for the asthenosphere channel, Gutenberg (1958) has suggested to identify Bullen's region B with the asthenosphere and to put its lower boundary tentatively and somewhat arbitrarily at a depth of 200 km. Problems connected with the " twenty degree discontinuity " have been discussed in more detail by Gutenberg (1959b, pp. 75-89).

As has been pointed out it had been found over 50 years ago that the temperature in the upper mantle must be close to the melting point. There are still no reliable data available, how close the temperature comes to the melting point; Figure 3 gives some estimates of the temperature as a function of depth as well as a curve for the melting point which has been calculated by Uffen (1952) by use of seismic data on the basis of the Einstein-Debye theory of solids and Lindemann's theory of fusion. Figure 3 shows that at depths of between 100 and 300 km the temperature in the earth may indeed be close to the melting point of the material. Additional important evidence has been given by Gorshkov (1958) who reported that transverse waves from Japanese earthquakes are not recorded in Kamtchatka, if the waves have to travel under the belt of volcanoes, while they are well recorded at about the same distances at stations to which the wave paths are to the west or east of this belt. Gorshkov concluded that there seem to be magmatic foci at a depth of roughly 60 km. Their "occurrence..... in the upper part of the mantle is probably far from being casual and is connected with a velocity decrease of seismic waves" (Gorshkov, 1958, p. 28). "The most probable reason for this phenomenon is a transition from a crystalline state into an amorphous condition" (Gorshkov, 1958, p. 109). These results give additional weight to the over fifty year old concept of the asthenosphere as a relatively weak layer, in which gradual movements, subcrustal currents, movements to make isostasy possible, and movements of extended portions of continental blocks relative to the main portion of the mantle may take place more easily than in the lithosphere.

More recently, observations of surface waves have added new evidence for the asthenosphere low-velocity channel. Intependent investigations of Takeuchi, Press and Kobayashi (1959) and of Dorman, Ewing and Oliver (1959) indicate that the observed dispersion curve for Rayleigh waves agrees better with calculated curves, if a low-velocity layer of the type discussed here is assumed than on the assumption that the velocities increase with depth and have a discontinuity. Moreover, according to Landisman, Sato and Ewing (1959) the dispersion curve for Love waves indicates a low-velocity layer for shear waves at depths of roughly 100 to 200 km under continents.

Press (1959) has found that "G-wave velocities for continental and oceanic paths do not differ by more than about 2 per cent. Since their velocity is controlled by the asthenosphere low-velocity zone, this must be present under contients and oceans". Landisman, Sato and Ewing

(1959) find that " under oceans the region of low shear velocities rises to depths of about 50 km; the low-velocity zone is thicker, and the velocities are lower than under continents ". Unfortunately, velocities of longitudinal waves found from refraction shooting under oceans do not help much in investigations of the low-velocity layer under oceans, since the velocities depend on the locally relatively much differing temperatures in the ocean bottoms at a given depth; moreover, there is some doubt how far the material under the Mohorovičić discontinuity under ocean bottoms differs from that under continental areas and also between various oceanic areas (compare Gutenberg, 1959a). Moreover, immediately under the relatively shallow Mohorovičić discontinuity in oceanic areas the wave velocities are possibly lower than at somewhat greater depths.

Vesanen, Nurmia and Porkka (1959) have used time differences pP–P to find the depth of the low-velocity channel. They obtain values of 45 km for Alaska, 80 km for North Japan, 95 km for the Tonga region and 120 km for South America.

The values for the velocities at depths between the Mohorovičić discontinuity and about 70 km have been more uncertain than those for greater depths. Gutenberg (1959a) has studied the wave velocities which have been calculated from refracted (or diffracted) waves at the shortest distances where they can be observed on records of earthquakes or of artificial explosions. He has found that these reported velocities decrease with increasing depth of the Mohorovičić discontinuity. Application of the method of least squares to velocities reported during the past ten years for continental areas give

$$V = (8.08 \pm 0.0131) - (0.011 \pm 0.0016)(h - 40) \text{ km/sec} \qquad [2]$$

$$v = (4.60 \pm 0.044) - (0.004 \pm 0.0056)(h - 40) \text{ km/sec} . \qquad [3]$$

The rate of decrease in the longitudinal velocity V is statistically significant, that in the transverse velocity v is significant only if it is considered in connection with that for the longitudinal velocity.

To obtain more data on the velocities in the upper portion of the mantle, it seemed advisable to apply equation [1] to travel time curves of P and S for additional earthquakes. The accuracy of this method has been tested by applying equation [1] to the travel time curves of Jeffreys and Bullen (1940), who have calculated travel times of P and S for various focal depths h. Jeffreys and Bullen express the depth h by the ratio of the radius $r = (R - h)$, where R is the earth's radius, to the

radius of the average top of the earth's mantle. Since Jeffreys has assumed that in the average the crust is 33 km thick, the depth 0.00 of Jeffreys-Bullen corresponds to an actual depth of 33 km or to a radius of 6371 — 33 = 6338 km; generally, their depths h correspond to $6338h + 33$ km below the earth's surface; for example, $h = 0.01$ corresponds to a depth of 96 km. Jeffreys and Bullen have included in these tables for each focal depth the time differences corresponding to consecutive distances; up to 10° epicentral distance, these differences give the time difference in sec/5°, beyond 10° in sec/10°. In Table 1, for each focal

Table 1

$\frac{h-33}{R-33}$	h	$\frac{R}{r}$	$\frac{1}{\bar{V}^*}$ $\frac{\text{sec}}{10°}$	$\bar{V}^*$ $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$	V $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$	$\frac{1}{\bar{v}^*}$ $\frac{\text{sec}}{10°}$	$\bar{v}^*$ $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$	v $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$	V assumed Jeffreys (1952)	v assumed Jeffreys (1952)
0.00	33	0.9948	144	7.72	7.68	254	4.37	4.35	7.75	4.35
0.01	96	0.9848	139	7.99	7.87	247	4.50	4.43	7.94	4.44
0.02	160	0.9749	134	8.29	8.08	240	4.63	4.51	8.13	4.54
0.03	223	0.9648	130	8.55	8.25	231	4.81	4.64	8.33	4.64
0.04	287	0.9549	124	8.96	8.56	224	4.96	4.74	8.54	4.74
0.05	350	0.9451	120	9.26	8.75	217	5.12	4.84	8.75	4.85
0.06	413	0.9352	116	9.58	8.96	209	5.32	4.98	8.97	4.96
0.07	477	0.9251	107	10.38	9.60	197	5.64	5.22	9.50	5.23
0.08	540	0.9152	102	10.89	9.97	187	5.94	5.44	9.91	5.46
0.09	603	0.9053	99	11.22	10.16	178	6.24	5.65	10.26	5.67
0.10	667	0.8953	95	11.70	10.48	171	6.50	5.82	10.55	5.85

Velocity V of longitudinal waves and v of transverse waves in km/sec at the depths h found by applying equation [1]. $\bar{V}^*$ and $\bar{v}^*$ are the reciprocals of the respective maximum values $(dt/d\Delta)^*$ given by Jeffreys and Bullen (1940) for focal depths h in km (second column). In the first column, the corresponding values for the depth are given which are used by Jeffreys-Bullen and in the International Seismological summary. $R = 6371$ km, radius of earth, $r = R - h$, Δ = epicentral distance.

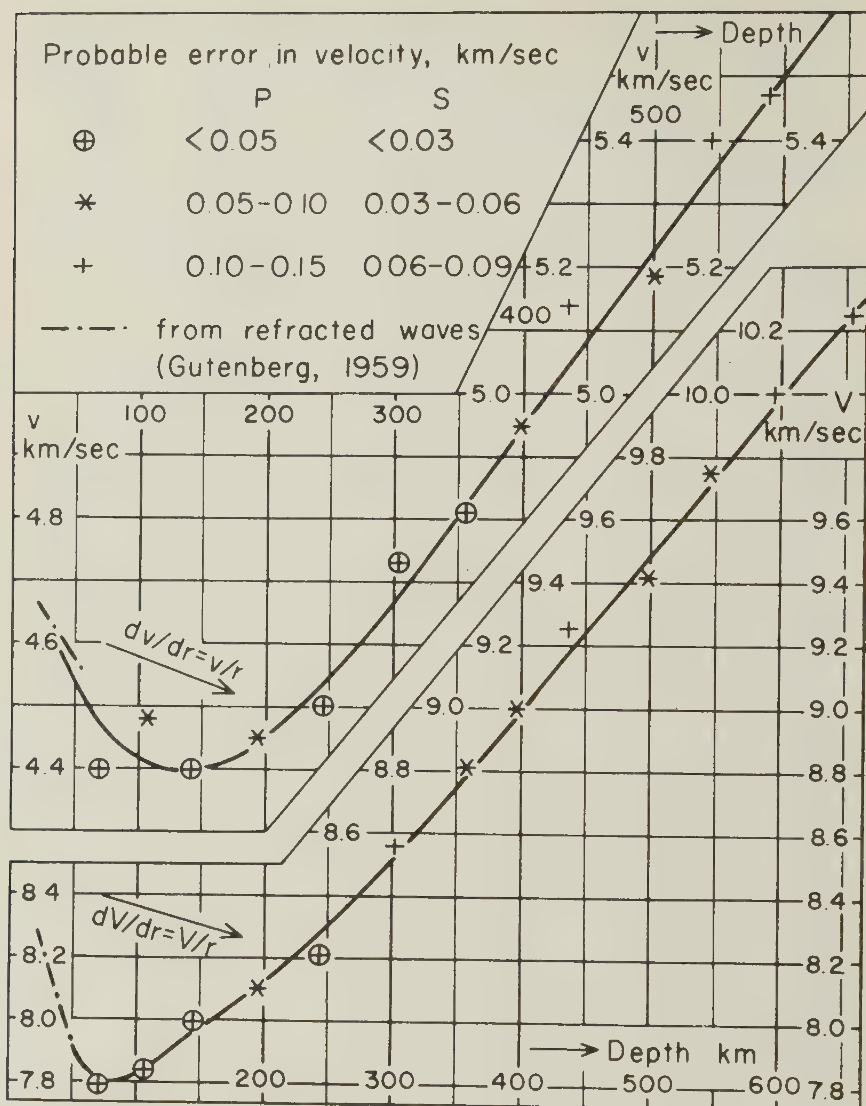


Fig. 4. – Velocities V of longitudinal and v of transverse waves under continents. The beginning of the curves correspond to observations of waves refracted just below the Mohorovičić discontinuity which have been recorded after shallow earthquakes or artificial explosions (Gutenberg, 1959a); data for the individual points are from Table 3.

depth their minimum difference, corresponding to the apparent velocity at the point of inflection of the travel time curve for each of their focal depths, is listed (always in sec/10°). This is followed by the corresponding apparent velocity and then multiplied by r/R, which is also given in the table. According to equation [1], the result is the actual velocity at the depth h. In the last two columns of Table 1 the velocities originally assumed for the calculations by Jeffreys and Bullen are listed from Jeffreys (1952, p. 115, or 1959, p. 122). The good agreement between these values and the corresponding values found from equation [1] shows that the use of equation [1] does not introduce appreciable errors, and that the travel time curves for various depths calculated by Jeffreys and Bullen (1940) correspond closely to the assumed velocities as function of depth.

It has been pointed out already that for the upper portion of the mantle these velocities are noticeably smaller than the well determined velocities immediately below the Mohorovičić discontinuity (see, e. g. Gutenberg, 1959a; 1959b, pp. 32-35). It follows that closely below the discontinuity there must be either a gradual or a sudden decrease in velocity to the values of Jeffreys-Bullen, if these are correct. On the other hand, the data obtained from refracted waves for the neighborhood of the discontinuity and those for greater depths, based on equation [1] fit one smooth curve (Figure 4).

The velocities found by Gutenberg (1953) had been based on travel times of earthquake waves for the period 1928 to 1940. No later issues of the International Seismological Summay (ISS) were available in 1953. Moreover, during the war, data of many stations were less reliable than before 1941 or missing. More plentiful and aecurate data start again with 1947; at the time of writing the ISS is available as far as the first quarter of 1951. Consequently, the ISS for the period Januay, 1947 to March, 1951 has been searched for earthquakes for which (a) the focal depth could be reliably determined, and (b) a number of arrival times had been reported near the point of inflections of the travel time curves of P or S which were sufficient to determine the values of $\bar{V}^*$ or $\bar{v}^*$. In Table 2 these shocks are listed with the resulting calculated velocities for the respective depths h. The procedure was the same as in the earlier paper.

Next, average velocities for certain depth ranges have been calculated. The results for a combination of the old data (1953) with those of the present Table 2 are given in Table 3. In section (a) of Table 3, weights have been used as follows: for 1928 to 1940 a weight 2 for results

Table 2

Date			Region	Lat.	Long.	h	Velocity and Q P	S
1947	Jan.	30	Hindu Kush	36 N	71 E	200	7.6 C	D
	Feb.	4	N. Japan	42 N	143 E	60	7.7 B	4.3 C
	Feb.	18	Marianne Is.	33 N	137 E	440	9.1 B	5.4 B
	Sept.	1	Off Italy	40 N	15 E	250±	8.2 B	4.5 C
	Oct.	3	Marianne Is.	31 N	139 E	380	8.6 C	4.8 B
	Oct.	29	N. Japan	44 N	145 E	110	7.9 B	4.6 C
	Nov.	14	N. Japan	44 N	143 E	180	8.0 B	4.5 B
	Dec.	7	Hindu Kush	37 N	70 E	230	8.0 B	4.5 B
1948	March	13	Rumania	46 N	27 E	190	8.1 B	D
	March	15	Marianne Is.	32 N	138 E	370	8.9 B	D
	April	11	Marianne Is.	33 N	136 E	430	9.2 B	D
	April	29	Rumania	46 N	27 E	160	8.2 C	D
	May	29	Rumania	46 N	27 E	140	8.2 C	D
	July	18	Hindu Kush	37 N	71 E	220	8.4 B	D
	Sept.	5	Marianne Is.	30 N	139 E	400	8.8 B	5.05 B
	Sept.	7	Hindu Kush	36 N	71 E	210	8.0 B	4.35 C
	Sept.	11	East Mediterr.	37 N	23 E	80	7.9 B	4.4 C
	Nov.	10	Marianne Is.	30 N	141 E	110	7.8 B	D
	Nov.	15	Marianne Is.	29 N	139 E	440	9.0 B	4.95 C
1949	Jan.	13	Kermadec	26 S	178 E	670	10.1 C	5.8 C
	March	11	Hindu Kush	37 N	71 E	240	8.25B	4.5 C
	March	19	S. Japan	31 N	130 E	160	7.9 B	D
	May	10	Hindu Kush	36 N	71 E	140	7.9 B	D
	June	12	S. America	27 S	63 W	600	10.0 C	5.5 C
	Aug.	17	N. Japan	43 N	146 E	80	7.9 B	4.35 C
	Sept.	23	Siberia	44 N	134 E	430	8.8 B	5.05 B
	Oct.	25	Japan	36 N	141 E	100	7.6 C	D
	Nov.	3	Kurile Is.	48 N	154 E	160	7.7 C	D
	Nov.	17	Marianne Is.	32 N	137 E	430	9.1 C	D
	Dec.	18	New Zealand	35 S	180 E	200	8.2 B	D
	Dec.	21	S. America	19 S	64 W	610	10.2 B	D
	Dec.	26	Rumania	46 N	27 E	140	8.1 C	D
1950	Jan.	12	N. Japan	42 N	142 E	110	7.9 B	4.55 B
	Jan.	13	Japan	38 N	142 E	60	7.5 B	4.3+C
	Jan.	16	Rumania	46 N	27 E	130	8.0 C	4.5 C

Table 2 (continued)

Date		Region	Lat.	Long.	h	Velocity and Q P	S
	Feb. 3	N. Japan	42 N	144 E	60	7.6 C	4.3 C
	Feb. 21	Off Sakhalin	47 N	146 E	390	9.1 B	4.7 B
	Feb. 23	Off Sakhalin	49 N	148 E	540	9.6 B	5.4 B
	Feb 28	Off S. Sakhalin	46 N	147 E	340	8.6 A	4.7 B
	March 28	Japan	36 N	141 E	60	7.9 B	D
	April 20	Off N. Japan	44 N	151 E	60	7.7 B	D
	May 17	Sea of Japan	39 N	130 E	580	9.7 C	5.3 C
	May 17	Hindu Kush	37 N	71 E	230	7.9 C	4.45 C
	May 20	Hindu Kush	37 N	71 E	130	8.05B	4.25 C
	May 28	Marianne Is.	32 N	139 E	290	8.5 B	4.75 C
	June 26	Hindu Kush	38 N	74 E	120	7.7 B	D
	July 12	Off Sakhalin	46 N	144 E	300±	8.3 C	4.75 C
	Aug. 3	Mexico	18 N	100 W	90	7.7 C	D
	Aug. 3	Japan	40 N	142 E	50	7.6 B	D
	Sept. 16	S. Japan	33 N	132 E	120	7.9 B	4.4 B
	Oct. 10	Hindu Kush	37 N	71 E	220	8.2 B	4.5 B
	Nov. 9	Kurile Is.	47 N	151 E	180	8.1 B	4.5 C
	Dec. 23	Japan	37 N	141 E	55	7.7 B	D
	Dec. 24	Hindu Kush	37 N	71 E	230±	8.3 C	4.6 C
1951	Jan. 4	Central Asia	38 N	74 E	140	8.1 C	4.4 C
	Jan. 6	Hindu Kush	36 N	71 E	230	8.2 A	D
	Jan. 28	Hindu Kush	37 N	71 E	120	8.1 C	D
	Feb. 7	Marianne Is.	31 N	140 E	100	7.8 B	4.5 C
	March 5	Riu Kiu Is.	28 N	128 E	180	7.8 B	4.4 B
	March 10	Japan	41 N	142 E	80	7.5 B	D
	March 23	Kermadec	31 S	180 E	250	8.4 C	D
1954	March 29	Spain	37 N	4 W	640	10.4 A	5.5 C

Fundamental data for shocks used in the determination of wave velocities V (longitudinal) and v (transverse) in km/sec as function of the depth h of focus (in km). Qualities Q decrease from A (good) to D (uncertain).

of quality A, 1 for B; for the new data, 3 for A, 2 for B and 1 for C. In section (b) of Table 3, all results have been given equal weight. The first line of section (a) contains data for depths between 70 and 90 km, both inclusive, while for the corresponding line in section (b) also data for $h = 60$ km are included. Otherwise the data used in (a) and (b) are the same. The differences between the two solutions are well within the limits of errors. The probable errors of the results (b) do not permit a conclusion, how large the systematic errors are, especially for focal depths in the channel. On the other hand, they include the effect of the changes in the velocities with depth within each range of depths, usually

Table 3

(a)				(b)					
Aver. h	V	Aver h	v	Aver. h	n	V	Aver. h	n	v
82	7.80	78	4.44	72	16	7.79±0.04	70	10	4.40±0.03
108	7.85	108	4.47	109	14	7.85±0.04	108	8	4.48±0.03
148	7.98	145	4.39	147	21	7.98±0.04	143	9	4.39±0.03
199	8.11	194	4.46	199	12	8.10±0.07	194	5	4.45±0.05
246	8.21	248	4.49	246	17	8.21±0.04	245	9	4.50±0.02
303	8.60	305	4.72	303	4	8.56±0.11	303	4	4.73±0.03
357	8.80	357	4.80	357	11	8.81±0.07	356	8	4.81±0.03
395	8.90	394	4.92	396	11	8.97±0.09	397	9	4.85±0.06
436	9.27	437	5.18	436	10	9.26±0.10	437	8	5.14±0.08
500	9.48	501	5.19	499	7	9.42±0.10	502	6	5.18±0.05
544	9.74	552	5.38	545	4	9.75±0.09	545	4	5.40±0.07
597	10.05	590	5.50	595	4	10.00±0.15	590	3	5.47±0.09
648	10.33	655	5.65	655	2	10.25±0.16	655	2	5.65±0.15

Average velocities V (longitudinal) and v (transverse) in km/sec for various depth ranges (average h in km) based on combined data from Gutenberg (1953, Table 1) and from Table 2 of present paper; (a) using weights (see text), (b) with weight 1 for all data; n = number of shocks.

$\pm$ 20 km. The probable error for V obtained from a single shock is about $\pm$ 0.2 km/sec, that for v about $\pm$ 0.1 km/sec.

The results of the solutions (b) have been plotted in Figure 4 with indication of the probable errors for each average depth. As mentioned, smooth curves for V and for v as function h can be drawn which include the results obtained from travel time curves of waves refracted just below the Mohorovičić discontinuity (Gutenberg, 1959a). The minima of both curves in Figure 4 are slightly smaller than the velocities found for Pa and Sa respectively, as it has to be expected if these are channel waves. The slope of the beginning of both velocity-depth curves is greater than that given by $dV/dr = V/r$ and $dv/dr = v/r$ respectively, so that in the average continent the low-velocity chanel for P as well as for S begins at the Mohorovičić discontinuity.

Unfortunately, the distribution of epicenters of deep-focus shocks for which enough arrival times at nearby stations have been reported to find the apparent velocity at the point of inflection of the travel time curves is very uneven. The great majority of the epicenters which have been used are in the region of Japan, the Mariannas and the Kurile Islands. An attempt has been made to calculate velocities as function of depth for a combination of data obtained for earthquakes in the Hindu Kush region and in Rumania. The resulting velocities for P at depths of between 100 and 250 km are in the average about 0.05 km/sec smaller than those for the total (that is, mainly the Japanese area), those for S are about 0.1 km/sec smaller for depths near 120 km, about 0.02 km/sec greater for depths between 150 and 250 km. All these differences are within the limits of errors, considering the relatively small numbers of useful shocks (25 for P, 12 for S) in the Hindu Kush and Rumanian areas. However, there is no doubt that there are small local differences, especially under ocean bottoms. Unfortunately, no data exist or can be expected there to apply our method. However, the velocities found from waves refracted immediately below the Mohorovičić discontinuity leave no doubt (Gutenberg, 1959a) that the beginning of the velocity-depth curves for the mantle under oceanic areas differs somewhat from that under continents, although the channel exists under both.

In addition to small local differences in the velocity-depth curves, the varying depth of the Mohorovičić discontinuity can be expected to result in differences between the shadow zones (Figure 1) in different regions. Where, under otherwise equal conditions, the discontinuity is relatively deep, the channel can be expected to be relatively narrow; the velocity which exists immediately below the discontinuity there can

be expected to be reached again at a shallower depth than in regions where the discontinuity is at a smaller depth (compare Figure 4). Consequently, the low-velocity zone should be thicker under oceans than under continental lowlands, as has been found by Landisman, Sato and Ewing (1959) and should have a minimum thickness under roots of mountains.

Table 4

d	V	v	s
40	8.08	4.60	0.260
60	7.87	4.51	0.256
80	7.80	4.45	0.259
100	7.83	4.42	0.266
120	7.89	4.40	0.274
140	7.94	4.39	0.280
160	8.00	4.40	0.283
180	8.06	4.42	0.285
200	8.12	4.45	0.285
250	8.30	4.54	0.286
300	8.51	4.66	0.286
350	8.75	4.81	0.283
400	9.00	4.95	0.283
450	9.25	5.09	0.283
500	9.49	5.22	0.283
550	9.74	5.36	0.283
600	9.99	5.50	0.282

Average velocities V of longitudinal and v of transverse waves in km/sec and of Poisson's ratio s in the upper portion of the earth's mantle under continents as a function of the depth d in km (September, 1959).

Poisson's ratio is close to 0.26 immediately below the Mohorovičić discontinuity, increases to about 0.28 in the lower portion of the channel (Table 4) and reaches a maximum of nearly 0.29 at depths of about 200 to 250 km; in the whole remainder of the mantle it is between about 0.28 and 0.30. It is interesting that below the channel it does not decrease again to the value of 0.26 which it has near the top of the mantle.

Contribution N. 940 — Division of the Geological Sciences — California Institute of Technology, Pasadena, California.

ABSTRACT

Results based on observations of various phenomena practically prove the existence of a world-wide low-velocity asthenosphere channel. Combination of new and earlier data on seismic wave velocities show that under continents the channel begins at the Mohorovičić discontinuity with velocities which are the smaller the greater the depth of the discontinuity. They are about 8.1 and 4.6 km/sec for longitudinal and transverse waves respectively, if the discontinuity is at a depth of 40 km. Longitudinal waves have a minimum velocity of about 7.8 km/sec near a depth of 80 km, transverse waves a minimum of about 4.4 km/sec near a depth of 150 km. The velocity which exists at a depth of 40 km under continents is reached again at a depth of about 190 km by longitudinal waves and at a depth near 270 km by transverse waves. The rate of decrease in velocity immediately below the discontinuity is in the average greater than the critical rate for formation of shadow zones. There is no indication of a discontinuity in the upper portion of the mantle. Poisson's ratio is nearly constant, 0.26, down to a depth of about 80 km, and increases in the asthenosphere channel to almost 0.29. Below the channel, it does not return to the value of 0.26 but remains nearly constant in most of the deeper portions of the mantle.

RIASSUNTO

Risultati basati su osservazioni di vari fenomeni provano praticamente l'esistenza di un canale astenosferico a flessione di velocità, diffuso in tutta la terra. L'unione di dati passati e recenti nella velocità dell'onda sismica mostra che sotto i continenti il canale comincia alla discontinuità di Moho-

rovičić, con velocità che sono tanto più piccole quanto più grande è la profondità della discontinuità.

Esse sono circa di 8.1 e 4.6 km/sec. rispettivamente per le onde longitudinali e trasversali, se la discontinuità è a una profondità di 40 km. Le onde longitudinali hanno una velocità minima di 7.8 km/sec circa intorno ad una profondità di 80 km, le onde trasversali una velocità minima di 4.4 km/sec circa intorno a una profondità di 150 km. La velocità esistente ad una profondità di 40 km sotto i continenti è nuovamente raggiunta ad una profondità di circa 190 km dalle onde longitudinali, ed ad una profondità di circa 270 km dalle onde trasversali.

L'ordine di decrescita nella velocità immediatamente al disotto della discontinuità è in media più grande che l'ordine critico per la formazione nelle zone d'ombra. Non vi è alcun segno di una discontinuità nella parte superiore del mantello.

Il coefficiente di Poisson è quasi costante, 0.26, sotto una profondità di 80 km circa, e cresce nel canale astenosferico a quasi 0.29. Sotto il canale, esso non torna al valore di 0.26 ma rimane quasi costante nella maggioranza delle parti più profonde del mantello.

REFERENCES

Anonymous, *Report of the conference of experts to study the methods of detecting violations of a possible agreement on the suspension of nuclear tests.* Exp./Nuc. **28**, 26, (1958). See also: Romney, C., « Jour, Geophis. Res. » **64**, 1489-1498 (1959).

Barrell, J., *The strength of the earth's crust.* «Jour. Geol.», **22**, **23**, many installments, (1914).

Båth, M., *Shadow zones, travel times, and energies of longitudinal seismic waves in the presence of an asthenosphere low-velocity layer.* « Trans. Amer. Geophys. Un. », **38**, 526-538, (1957).

Birch, F., *Interpretation of the seismic structure of the crust in the light of experimental studies of wave velocities in rocks.* In: « Contributions in Geophysics », Pergamon Press, **1**, 158-170, (1958).

Bullen, K. E., *An introduction to the theory of seismology*, 296, Cambridge Univ. Press, 1953.

Byerly, P., *The Montana earthquake of June 28, 1925.* «Bull. Seismol. Soc. Amer. », **16**, 209-265, (1926).

Caloi, P., *Onde longitudinali e transversali guidate dall'astenosphera.* « Rend. Accad. Lincei (8) », **15**, 352-357 (1953).

— *L'astenosphera come canale-guida dell'energia sismica.* « Ann. di Geofis. », **7**, 491-501, (1954).

DALY, R. A., *Strength and structure of the earth*, 434, Prentice-Hall, 1940.

DORMAN, J., EWING, M., and OLIVER, J., *Study of shear velocity distribution in the upper mantle by surface wave analysis*. Pt. 1: *Mantle Rayleigh waves* (Abstract). Program 1959 meeting, Cordilleran Sect. Geol. Soc. Amer., 21, (1959).

GILVARRY, J. J., *Temperature in the earth's interior*. « Jour. Atmosph. Terrest. Phys. », **10**, 84-95, (1957).

GORSHKOV, G. S., *On some theoretical problems of volcanology*. «Bull. Volcan.». Ser. II, **19**, 26-29 and 103-113, (1958).

GUTENBERG, B., *Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist*. « Zeitschr. Geophys. », **2**, 24-29, (1926).

— *Magnitude determination for deep-focus earthquakes*. « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **35**, 117-130, (1945).

— *On the layer of relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometers*. « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **38**, 121-148, (1948).

— *The cooling of the earth and the temperature in its interior*. In: « Internal constitution of the earth », Dover Publ. 150-166, (1951).

— *Wave velocities at depths between 50 and 600 kilometers*. « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **43**, 223-232, (1953).

— *Low-velocity layers in the earth's mantle*. « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **65**, 337-348, (1954a).

— *Effects of low-velocity layers*. « Geofis. Pura e Applic. », **28**, 1-10, (1954b).

— *Wave velocities in the earth's crust*. « Geol. Soc. Amer.», Spec. Paper., **62**, 19-34, (1955a).

— *Channel waves in the earth's crust*. « Geophysics », **20**, 283-294, (1955b).

— *Velocity of seismic waves in the earth's mantle*. « Trans. Amer. Geophys» Un. », **39**, 486-489, (1958).

— *Wave velocities below the Mohorovičić discontinuity*. « Geophys. Journal . (in press), (1959a).

— *Physics of the earth's interior*, 240, Academic Press, 1959b.

GUTENBERG, B., and RICHTER, C. F., *On seismic waves* (second paper). «Gerlands Beiträge zur Geophysik », **45**, 280-360, (1935).

— *New evidence for a change in physical conditions at depths near 100 kilometers*. « Bull. Seismol. Soc. Amer. », **29**, 531-537, (1939).

HUGHES, D. S., and MAURETTES, C., *Variations of elastic wave velocities in basic igneous rock with pressure and temperature*. «Geophysics», **22**, 23-31, (1957).

JACOBS, J. A., *The interior of the earth*. «Advances in Geophys.», **3**, 183-240, (1956).

Jeffreys, H., *The Earth*, 3rd ed., 392, Cambridge Univ. Press, 1952.

— *The Earth*, 4th. ed., 420, Cambridge Univ. Press, 1959.

Jeffreys, H., and Bullen, K. E., *Seismological Tables.* Brit. Assoc. Adv. Science, 48, (1940).

Landisman, M., Sato, Y., and Ewing, M., *Surface wave dispersion in elastic media having gradients in their physical properties* (Abstract). « Jour. Geophys. Res. », **64**, 1113, (1959).

Lubimova, H. A., *Thermal history of the earth with consideration of the variable thermal conductivity of its mantle.* « Geophys. Journal », **1**, 115-134, (1958).

Press, F., *Some implications on mantle and crustal structure from G-waves and Love waves.* « Jour. Geophys. Res. », **64**, 565-568, (1959).

Takeuchi, H., Press, F., and Kobayashi, N., *On mantle Rayleigh waves* (Abstract). Program 1959 meeting, Cordilleran Sect. Geol. Soc. Amer., 58, (1959). See also: « Bull. Seismol. Soc. Amer. » **49**, 355-364, (1995).

Uffen, R. J., *A method of estimating the melting point gradient in the earth's mantle.* « Transact. Amer. Geophys. Un. », **33** 893-896, (1952).

Valle, P. E., *Sul gradiente di temperatura necessario per la formazione di « low-velocity layers ».* « Annali di Geofis », **9**, 371-378, (1956).

Vesanen, E., Nurmia, M., and Porkka, M. T., *New evidence for the existence of Gutenberg's asthenosphere channel.* « Geophysica » (Helsinki), **7** (in press).

Verhoogen, J., *Temperatures within the earth.* In: « Physics and Chemistry of the earth », McGraw Hill, **1**, 17-43, (1956).

Les pulsations du champ magnétique terrestre et des courants telluriques

(Description des Phénomènes)

J. Coulomb

ricevuto il 1 settembre 1959

Introduction

L'étude des pulsations magnétiques connaît depuis quelques années un renouveau étonnant, du côté instrumental aussi bien que du côté théorique (où se développent des idées, issues de celles de Dungey, sur les oscillations de l'exosphère). Pour permettre aux géophysiciens intéressés d'aborder avec fruit les discussions publiées de divers côtés, il a paru utile de faire le point des résultats d'observation. L'article qui suit ne prétend pas à plus d'originalité. Il a été écrit à la suite d'un séminaire tenu à l'Institut de Physique du Globe de Paris et il utilise certains des exposés qui ont été faits à ce séminaire. Il suppose connue la liaison générale entre phénomènes géomagnétiques et telluriques simultanés (voir par exemple L. Cagniard, *Electricité tellurique*, Handbuch der Physik, Bd XLVII, Geophysik I, pp. 407-469).

Généralités: *pt*, *pc*.

Le nom de pulsations donné en 1899 par Van Bemmelen s'appliquait à des phénomènes visibles parfois sur les enregistrements magnétiques relativement lents, c'est à dire à ce qu'on appelle aujourd'hui des *pt* (pulsation trains, trains de pulsation) avec la définition suivante, due au « Comité des variations magnétiques rapides et des courants telluriques » nommé par l'Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie [1]: « Séries d'oscillations, chaque série durant en général de 10 à 20 minutes, l'ensemble du phénomène ne dépassant guère une heure ». La période des oscillations, qui est en général comprise entre 30 et 100 sec, peut atteindre parfois plusieurs minutes; leur amplitude qui est en général de l'ordre du gamma ($1\gamma = 10^{-5}Oe$) sur les composantes horizontales peut exceptionnellement atteindre ou dépasser 10γ. C'est ce qui explique

qu'elles pouvaient apparaître sur les enregistrements anciens. La composante verticale est en général (*) beaucoup plus faible, ce qui est naturel pour les variations observées à la surface d'un conducteur.

Il est naturel d'étendre le mot de pulsations à des oscillations d'amplitude moyenne plus faible (de l'ordre de $0,1\gamma$ sur les composantes horizontales), prolongées, régulières, bien décrites par Eschenhagen dès 1896; on les appelle aujourd'hui des *pc* (pulsations continues) avec pour définition officielle: « Pulsations présentant une continuité notable, d'une période comprise entre 10 et 40 secondes (exceptionnellement jusqu'à 50 sec) et durant plusieurs heures ». Eschenhagen appelait ces oscillations des « ondes élémentaires » parce qu'il était persuadé, à tort d'ailleurs, qu'on n'obtiendrait jamais de détails plus fins.

Certains auteurs appellent pulsations non seulement ces deux espèces de variations assez régulières, mais n'importe quelle agitation serrée dans laquelle l'intervalle de deux maximums successifs (la période comme on dit par abus de langage commode) soit inférieure à quelques minutes par exemple. C'est ainsi qu'on a attribué à Balfour Stewart le mérite d'avoir observé les pulsations pour la première fois. En fait il décrit la grande tempête magnétique de 1859 au cours de laquelle Carrington fit, en lumière blanche, la première observation d'éruption chromosphérique. Cette tempête accompagnait une aurore boréale visible en Angleterre et comportait l'agitation désordonnée habituelle en pareil cas; Balfour Stewart put y distinguer des périodes relativement courtes (de 1/2 à 5 minutes).

Les indications précédentes s'appliquent mal aux régions polaires. Nous décrirons plus loin certains phénomènes qui leur sont particuliers. Bornons nous pour l'instant aux régions de latitude moyenne ou basse, et considérons une journée où les enregistrements magnétiques lents soient un peu agités. Les enregistrements magnétiques rapides montrent alors presque toujours de nombreuses pulsations. Leur amplitude atteint quelques γ sur les composantes horizontales. Mais, comme l'avait déjà vu Eschenhagen, leur aspect est très différent de jour où dominent les *pc* et de nuit où les *pt* les remplacent (**). La distinction apparaît à pre-

---

(*) Les stations côtières (Dumont d'Urville) peuvent faire exception.

(**) Il faut cependant signaler que Mme Troïtzkaia a énoncé en 1953 [3], et semble avoir maintenu depuis, l'idée que la séparation des *pc* et des *pt* serait réglée non pas d'après le temps local mais d'après le temps universel. Les *pc* auraient lieu de 0h à 12h TU, le plus souvent de 2h à 4h. Les *pt* auraient lieu de 12h à 24h TU le plus souvent de 18h à 19h. Les observations

mière vue sur les enregistrements (fig. 1) et peut être aisément confirmée par la statistique. C'est ainsi que Holmberg ([2]) trouve que les périodes à Eskdalemuir se groupent autour des deux valeurs 25 sec et 70 sec (en moyenne annuelle). Les heures proches de minuit sont calmes. Les premières pulsations, de période voisine de 30 sec, sont très faibles. Puis leur amplitude croît et les deux types se séparent vers l'heure du lever du soleil. Au cours de l'après-midi, la période de la bande lente augmente; au coucher du soleil les pulsations correspondantes prennent la forme de trains *pt* caractéristiques. Toujours selon Holmberg, la séparation des bandes se produirait plus tôt en été qu'en hiver. Ceci n'est pas en contradiction avec une statisque des *pc* à Chambon-la-Forêt (par G. Gibault, non publiée), peu nette à vrai dire. En Terre-Adélie, c'est le contraire qui paraît vrai.

PHÉNOMÈNES NOCTURNES DES LATITUDES MOYENNES: *pt* ACCOMPAGNANT LES BAIES.

On ne voit la nuit que quelques *pt*, accompagnant souvent certaines variations amples et lentes des éléments magnétiques, qu'on appelle des baies magnétiques parce qu'elles comportent un aller-retour sur l'une des composantes (fig. 1).

L'association des deux phénomènes a été reconnue depuis longtemps, notamment par Terada en 1917 et G. Angenheister en 1920 ([4]). Comme Hatakeyama l'a noté en 1938 ([5]), Giacomo en 1940 ([6]), et bien d'autres ensuite, les *pt* coincïdent en général avec la phase croissante de la baie ou la précèdent un peu; selon certains auteurs il arriverait aussi que des pulsations accompagnent la phase décroissante, mais le fait semble douteux. Citons encore le Comité international: « les baies claires et isolées qui apparaissent pendant une période calme, dont le début est avec ou sans pulsations, brusque ou non, seront notées *b*. Si une baie se présente au moins sur une composante, avec des pulsations précédant ou suivant son début avec une faible différence de temps de l'ordre de 5 minutes (*), on la signalera comme *bp* ».

---

faites en dehors de l'URSS ne confirment guère cette opinion, ou plutôt conduisent à concilier, comme nous le verrons plus loin, la simultanéité des phénomènes individuels avec un contrôle local de leur amplitude.

(*) Pouvant atteindre 10 minutes (résolution prise à l'assemblée de Toronto, 1957).

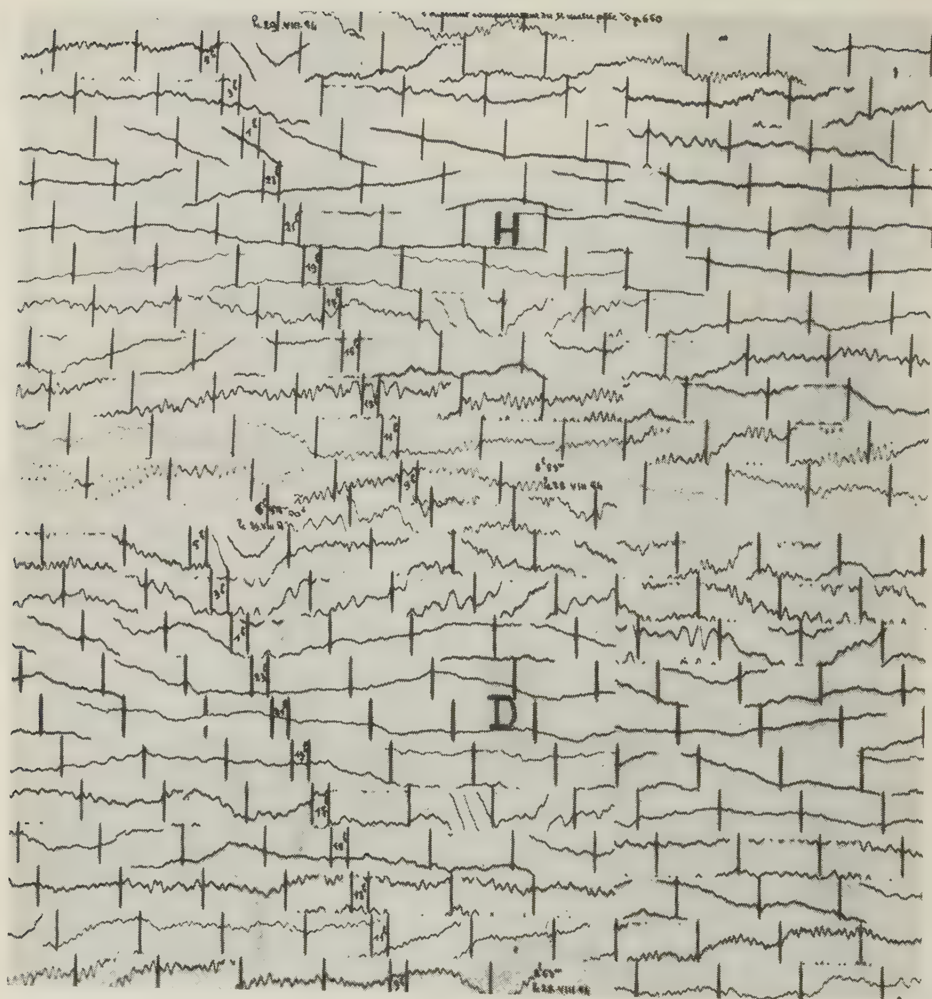


Fig. 1 – Aspect d'une journée peu agitée (Fragment d'enregistrement à Chambon-la-Forêt, 28 au 29 août 1954; variomètres magnétiques horizontaux de Gibault, enregistreur rapide de La Cour). Il y a 5 minutes entre deux traits verticaux, environ deux heures entre deux lignes horizontales.

Schématiquement, l'aspect d'une baie bien caractérisée («claire») est celui de la fig. 2. La baie [2] est superposée à l'évolution diurne [1] qui peut être retrouvée par continuité sur les enregistrements lents. A la baie est superposée la pulsation [3] dont l'amplitude est exagérée sur le schéma; la séparation entre [2] et [3] peut se faire par continuité sur les enregistrements rapides. Le début brusque que les baies semblent souvent présenter est dû en fait à la première oscillation de la pulsation.

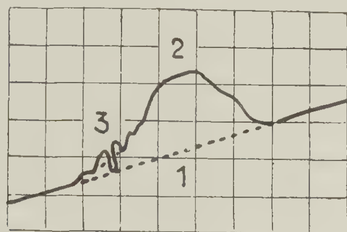


Fig. 2 – Schéma de *bp*.

Plusieurs auteurs (notamment Terada (7); Hatakeyama (5); Kato et ses élèves (8); Scholte et Veldkamp (9) ont étudié la variation du champ au cours d'une *bp*. Vu l'amplitude très faible des pulsations et la vitesse très faible des déroulements sur la plupart des enregistrements actuels il faut accueillir avec prudence certaines assertions. D'ailleurs, même en admettant leur validité, elles peuvent dépendre de circonstances locales dues à la canalisation des courants telluriques par le sous-sol au voisinage de la station (cas des stations côtières par exemple), et la période même peut influer. En fait les descriptions sont passablement contradictoires en ce qui concerne la composante horizontale, et s'étendent rarement à la composante verticale. Les schémas de Veldkamp, établis dans deux cas seulement mais pour un grand nombre d'observatoires, semblent impliquer que la composante horizontale de la pulsation ([3] de la fig. 2) est polarisée, mais dans des directions très variables. Au contraire les reconstitutions faites par Kato et al. en 1953 montrent des sortes d'ellipses extrêmement irrégulières, très allongées dans le sens NS (*). Hatakeyama trouve franchement des ellipses et il affirme que la rotation dans le sens des aiguilles d'une montre prédomine le matin et le soir, tandis que la rotation inverse prédomine un peu après midi ou après minuit; la direction du grand axe

(*) C'est ce qu'on trouve aussi à la station Charcot.

de l'ellipse serait celle du vecteur perturbation. D'après un autre article de Kato, Ossaka, Watanabe, Okuda et Tamao ([10]), la polarisation serait rectiligne dans la moitié des cas seulement, et en se bornant aux 2 ou 3 premières oscillations. Leur direction serait inclinée d'un angle variable sur la direction NS; les données suggèrent vaguement que les points où cette direction coupe les zones aurorales ne participeraient pas à la rotation terrestre.

Les baies sont, comme on sait, un phénomène des latitudes moyennes, produit par des courants ionosphériques intenses mais très localisés

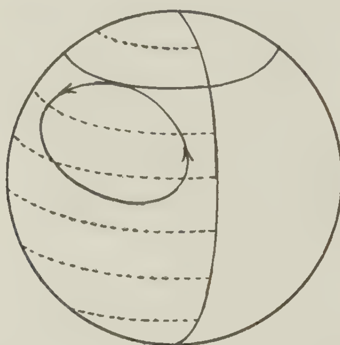


Fig. 3

dirigés d'Est en Ouest le long d'un segment nocturne de la zone aurorale, se fermant par une nappe de courants circulant dans les régions tempérées et allant même jusqu'aux régions tropicales (fig. 3). Dans la zone aurorale, on n'observe en général qu'une agitation désordonnée. En descendant vers l'équateur, l'aspect se simplifie, la baie se forme; puis elle s'atténue et disparaît; mais la pulsation conserve son amplitude. Si l'on passe de l'hémisphère nocturne à l'hémisphère diurne, la baie augmente et se complique de nouveau, présentant parfois les phénomènes appelés « vortex » ou « OSLI », puis disparaît encore; l'amplitude des pulsations conjointes varie, de façon mal connue, mais elles ne disparaissent pas en général. Ainsi les *pt*, si elles s'observent mieux de nuit, sont un phénomène mondial et beaucoup d'entre eux, observés seuls, ou peut-être même la totalité, seraient en d'autres lieux accompagnés d'une baie.

D'une station à l'autre on peut reconnaître que les baies sont à peu près simultanées tant que leur forme ne s'altère pas trop. La simultanété des *pt* est beaucoup mieux définie. Angenheister trouve sur des milliers de kilomètres, de Java à Samoa par exemple, des écarts inférieurs aux

erreurs possibles dans ses déterminations, erreurs qu'il estime à 2 secondes environ, mais qui devaient être au moins d'une dizaine de secondes. Kato et Ossaka ([11]) trouvent 22 coïncidences à quelques secondes près entre des *pt* enregistrées à Onagawa pendant l'année 1950 sur un système barre-galvanomètre et à Tamanrasset sur un système Grenet-Castet. Le premier étant moins sensible il semble que les auteurs y aient considéré les *pt* nocturnes et les aient retrouvés tant bien que mal à Tamanrasset, qui se trouvait en général éclairé (*).

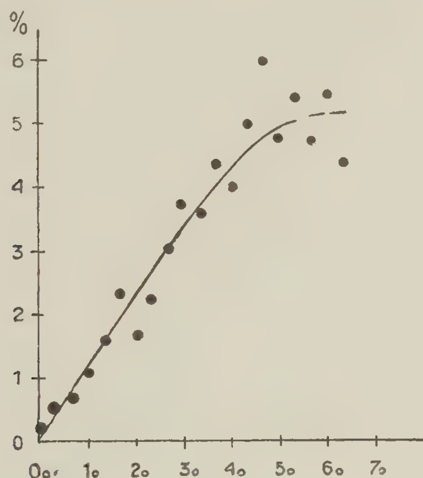


Fig. 4 – Fréquence d'apparition des *pt* pour chaque valeur du caractère *Kp* (d'après Yanagihara).

Si elles ne correspondent pas toujours à des baies, les *pt* sont néanmoins liées à des perturbations magnétiques de même genre, en général d'importance moyenne. Yanagihara ([12]) a étudié sur les enregistrements telluriques de Kakioka (Japon) la fréquence d'apparition des *pt* dépassant un certain seuil d'amplitude en la comparant au caractère magnétique K_p (fig. 4). La fréquence croît rapidement jusque vers $K_p = 5_o$, mais semble décroître ensuite.

G. Angenheister à Apia, puis J. L. Bureau à Tamanrasset, trouvent que les *pt* clairs (avec ou sans baie) commencent par une croissance de

(*) Les longitudes des deux stations diffèrent de 136°, les longitudes géomagnétiques de 73° seulement. Tamanrasset est dans la zone tropicale où les *pc* masquent moins les *pt*.

H. Cette propriété est sans doute exacte aux basses latitudes. Dans nos régions les débuts des *pt* sont trop rarement nets pour qu'on ait pu énoncer une conclusion générale.

La statistique des *pt* ne peut être faite que sur des appareils sélectifs, ce qui est très gênant pour en tirer des conclusions générales, même en ce qui concerne les périodes. L'aspect nocturne des enregistrements dits rapides est dû essentiellement aux périodes de l'ordre de la minute, qui

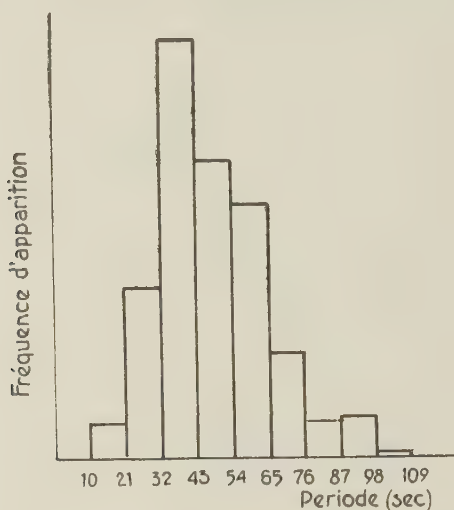


Fig. 5 – Fréquence d'apparition des *pt* suivant leur période (d'après Kato et al.).

correspondent notamment aux *pt* accompagnant les baies. Mais même sur ces enregistrements on trouve en général, superposées aux précédentes, des périodes de quelques secondes correspondant à des amplitudes très faibles. Si on en tient compte, comme naguère Kato et Ossaka (13), au Japon, ou comme Chernosky, Coon, et Maple (14) dans l'Arizona, la fréquence d'apparition apparaît d'autant plus grande que la période est plus courte. Si on considère seulement l'oscillation principale, comme l'ont fait Kato, Ossaka, Watanabe, Okuda, et Tamao (10) on obtient un maximum vers 40 sec (fig. 5); les domaines de périodes des *pc* et des *pt* ont donc une partie commune importante.

Van Bemmelen a montré que la période des *pt* observés à Batavia sur des enregistrements lents, croîssait de l'hiver à l'été. De même Holmberg trouve à Eskdalemuir que le centre de la bande de périodes est à 56 sec en hiver, à 71 sec aux équinoxes, à 78 en été.

Comme la statistique des périodes, celle des amplitudes et celle des fréquences d'apparition sont viciées pas la sélectivité des appareils, malgré l'adoption de facteurs de réduction souvent assez incertains. La fréquence d'apparition, qui peut sembler a priori dépendre moins étroitement de ces facteurs, est liée à l'amplitude des plus faibles variations décelables. En gros, tout dépend de la position de la station par rapport aux tempêtes polaires qui sont, dans la zone aurorale, l'origine des *bp*, et par conséquent tout dépend du temps local bien que les tempêtes polaires

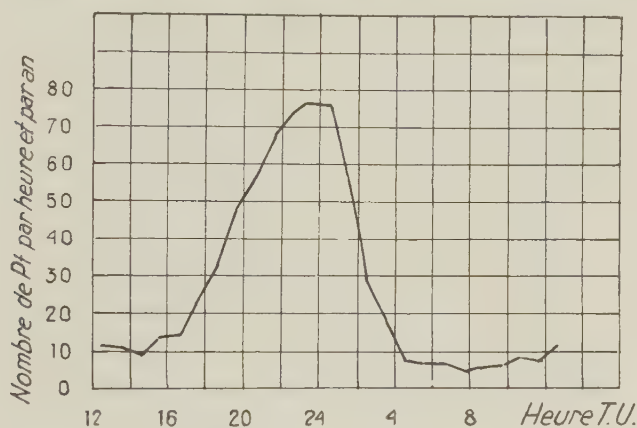


Fig. 6 – Répartition diurne des *pt* à Tamanrasset de 1950 à 1957 (d'après Billaud et Bureau).

se succèdent fortuitement. Ainsi la fréquence d'apparition des *pt* montre en fonction du temps local le grand maximum nocturne connu depuis longtemps pour les baies, avec un faible maximum secondaire de jour qui apparaît nettement dans les statistiques anciennes ou dans celle de Kato à Onagawa, moins nettement à Tamanrasset (fig. 6) ou à Kakioka et qui correspond peut-être à celui des baies négatives de la composante horizontale ([16]).

De même, la variation annuelle des *pt* montre les maximums équinoxiaux de l'activité magnétique qui apparaissent aussi dans la variation annuelle des baies, mais cette propriété des *pt*, très nette à Tamanrasset (fig. 7) et à Kakioka est obscurcie à Wingst et à Onagawa par une tendance générale à un maximum d'hiver.

Comme la plupart des phénomènes géomagnétiques, y compris les baies, les *pt* montrent la récurrence des 27 jours correspondant à la rotation du soleil. Cependant Yanagihara ([17]), conservant seulement les *pt*

telluriques d'amplitudes supérieure à un seuil assez élevé, ne trouve plus trace du phénomène, ce qui fait croire à une baisse rapide d'amplitude au cours des récurrences successives.

Pour les mêmes pulsations Yanagihara trouve que la fréquence d'apparition des *pt* varie en sens inverse de l'activité solaire (fig. 8) ce qui lierait les *pt* aux régions M de Bartels, c'est à dire à la cause hypothétique des tempêtes magnétiques en années de minimum des taches. On pour-

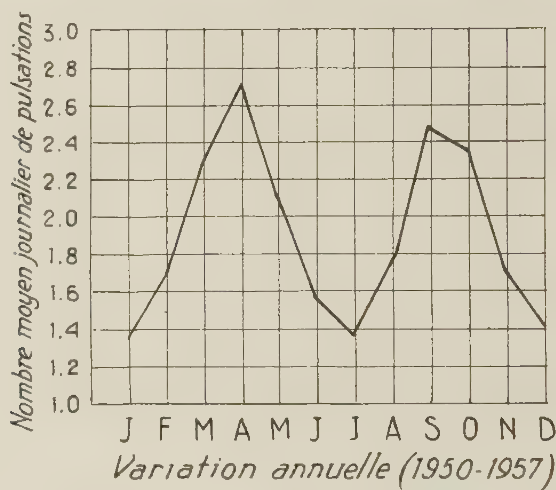


Fig. 7 – Variation annuelle des *pt* à Tamanrasset de 1950 à 1957 (d'après Billaud et Bureau).

rait penser tout simplement qu'elles se voient mieux en années de moindre activité. Cependant voici les statistiques de Tamanrasset, Agincourt et Meanook.

	1950	1951	1952	1953	1954	1955	1956	1957
Nombre de Wolf. . .	84	69	31	14	4	42	142	178
Tamanrasset	819	945	646	656	941	902	226	201
Agincourt		94	131	128	168	521		
Meanook		29	101	194	165	489		

Bien que les définitions utilisées soient peu comparables et qu'une réduction de sensibilité pendant les dernières années de Tamanrasset ne soit pas exclue, le moins qu'on puisse dire est que la loi de Yanagihara n'est pas ici vérifiée. Elle n'est peut-être valable que pour les *pt* de grande amplitude.

Pour améliorer l'étude statistique des *pt* il serait utile de trier des cas purs. Une tentative en ce sens a été faite par Billaud dans le dépouillement des pulsations enregistrées sur le variomètre Grenet-Castet à Tamanrasset. Son type *Pu* débute par un accroissement exponentiel de *dH/dt* durant environ 40 sec.; *dH/dt* décroît alors brusquement, effectue une oscillation de grande amplitude, dont la pseudo-période serait de l'ordre de 30 secondes, ce qui est court pour des *pt*; puis l'oscillation s'amortit en devenant irrégulière. Dans les cas les plus nets le phénomène dure

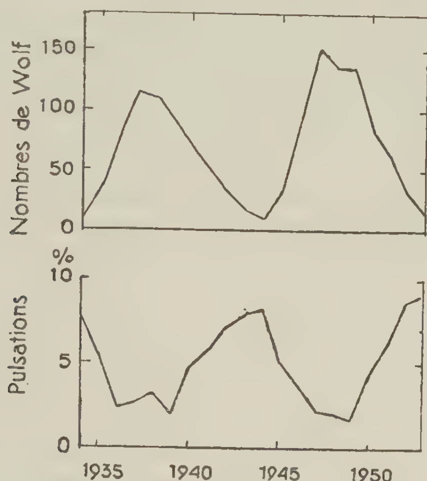


Fig. 8 — Activité solaire et nombre de pulsations à Kakioka (d'après Yanagihara).

environ 5 minutes. Grenet [18] retrouve à Chambon-la-Forêt les *Pu* de Tamanrasset, mais avec des changements capricieux d'amplitude et de pseudo-période. Bureau a d'ailleurs été conduit à des subdivisions du type (fig. 9).

PHÉNOMÈNES DIURNES DES LATITUDES MOYENNES: *pc*.

Revenons à notre enregistrement magnétique rapide, par jour un peu agité (fig. 1). Ce qu'il montre pendant le jour, surtout le matin, ce sont les *pc*, plus ou moins régulières, avec en général des périodes de 20 à 30 sec. Les principaux résultats concernant les *pc* n'ont d'ailleurs pas été obtenus par voie magnétique. Ils sont dûs aux enregistrements telluriques de la Compagnie Générale de Géophysique, faits depuis 1941,

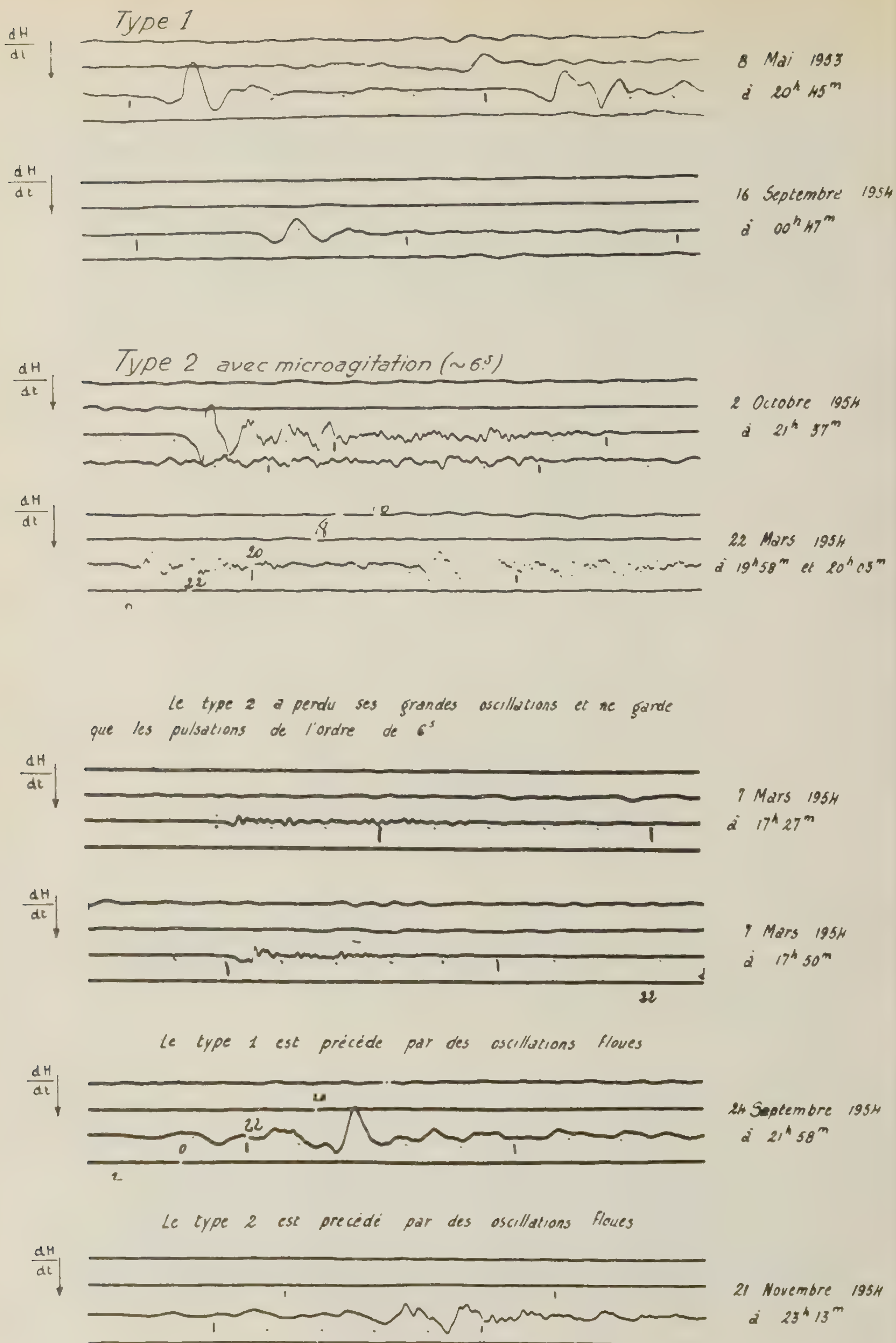


Fig. 9 – Types de *pt* (d'après Bureau).

dans le monde entier, pour un but de prospection, et étudiés principalement par G. Kunetz ([19]) (à qui nous empruntons la plupart des détails qui suivent). La vitesse de déroulement (2 cm/minute) et la constante de temps des galvanomètres (de l'ordre de la seconde) permettent aux prospecteurs de bien observer les phénomènes de période comprise entre quelques secondes et quelques minutes. Malheureusement l'heure est rarement connue avec précision, et leurs enregistrements sont presque tous faits de jour.

A la surface du sol le champ électrique est un vecteur, pratiquement horizontal, extrêmement variable en intensité et en direction. L'amplitude de ses variations, en France, est ordinairement de l'ordre de 0,5 millivolt par kilomètre. En temps normal, le niveau moyen ne sort guère d'une gamme de 1 à 10. En période de tempête magnétique, 2 à 3 fois par an, il peut être 50 à 100 fois supérieur. Ces variations se présentent comme la superposition de « régimes » plus ou moins stables, dont l'un peut devenir prépondérant pendant des heures. Schlumberger et Kunetz ([20]) énumèrent ceux qui sont pour eux les plus typiques. Ils distinguent:

— Les « grands mouvements », irréguliers, dont la période, pour autant qu'on puisse la définir, va de quelques minutes à quelques dizaines de minutes.

— Les « pulsations », assez régulières, dont la période est voisine de la minute et les « pulsations serrées », entre 30 secondes et 1 minute. L'ensemble doit correspondre en gros aux *pt* magnétiques.

— Les « oscillations normales », qui correspondent aux *pc* magnétiques ordinaires, s'observent assez souvent à l'état pur et se distinguent par leur très grande régularité. Leur période, stable à quelques secondes près (parfois à la seconde près pendant plusieurs heures consécutives) est comprise entre 12 et 30 secondes environ. La forme de chaque onde est symétrique: l'intensité, assez constante en moyenne, fluctue généralement en formant des successions de groupes d'ondes; c'est l'aspect caractéristique des phénomènes à spectre étroit.

— Les « oscillations serrées », plus rares, descendent jusqu'à 6 secondes, et semblent alors disparaître, tout au moins dans les observations de la C.G.G. Cependant, en disposant d'appareils convenables on peut mettre en évidence des périodes plus courtes comme celles des pulsations, montrant toujours la structure en groupes, observées par Mme Troïtzkaïa entre 2 et 0,3 sec et par Selzer jusqu'à 0, 1 sec.

Sans conserver la terminologie de Schlumberger et Kunetz on retiendra de leur description que les pulsations diurnes correspondent

à une superposition de bandes de fréquence privilégiées. La mieux définie, celle des *pc*, n'est pas, explique Kunetz, limitée à ses deux extrémités de la même façon: « Si l'on trouve très souvent des pulsations de période supérieure à 30 ou 35 secondes, elles deviennent très vite beaucoup moins régulières. On n'a jamais observé un train de 5 oscillations régulières d'une période supérieure à 50 sec. A l'autre extrémité de la bande il existe des oscillations extrêmement régulières d'une période de 7 ou 8 secondes mais on en rencontre 50 ou 100 fois moins souvent que dans la bande habituelle ».

Comme dans le cas des *pt* on ne peut évidemment séparer l'étude des périodes de celle des intensités: si l'on observe à un moment des oscillations presque pures c'est que leur intensité est suffisante pour masquer les autres phénomènes. Kunetz constate d'ailleurs que pendant des perturbations même moyennes, le phénomène oscillatoire est toujours présent, le plus souvent relativement pur. Il est même fréquent que, pendant des tempêtes magnéto-telluriques violentes, ce phénomène reste prédominant: en apparence l'enregistrement tellurique correspondant ne diffère en rien d'une journée « oscillatoire » normale mais la sensibilité a dû être réduite dans un rapport de 20 ou 50. Inversement, au cours des journées très calmes on trouve rarement le phénomène oscillatoire: s'il existe, il doit être noyé dans un fond de variations diverses.

L'étude de la largeur du spectre a été abordée surtout par Holmberg ([3]), sur des enregistrements magnétiques; il énonce la loi suivante: le rapport de la largeur de bande à la fréquence médiane varie peu avec la période sur l'ensemble des périodes de 15 à 100 secondes (Holmberg englobe les *pt* dans la statistique). Il est de l'ordre de 0,20 à 0,25.

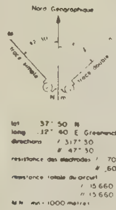
La relation statistique entre la période et l'intensité moyenne des pulsations a été étudiée par Holmberg et beaucoup plus longuement par Angenheister ([21]). Ils ont trouvé tous deux une croissance rapide de l'intensité moyenne avec la période, qu'ils ont d'ailleurs étendue à des périodes élevées pour lesquelles il ne peut s'agir de véritables *pc* régulières. La question devrait être reprise en distinguant soigneusement les *pt*. Holmberg a également determiné la fréquence d'apparition des diverses amplitudes au cours de *pc* ayant duré plus d'une heure. Il trouve des distributions de Rayleigh $p(x) = x/S. \exp(-x^2/2S)$.

Holmberg trouve d'autre part qu'aux heures où apparaissent beaucoup de pulsations leur intensité moyenne est plus grande ce qui s'interprète bien par un relèvement général d'intensité amenant des pulsations faibles au-dessus du seuil de perceptibilité.

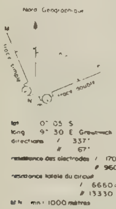
VARIATIONS RAPIDES SIMULTANEES
DES COURANTS TELLURIQUES

LE 24 FEVRIER 1952 DE 23h04 A 23h42 GMT

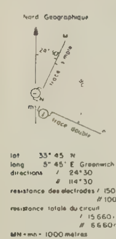


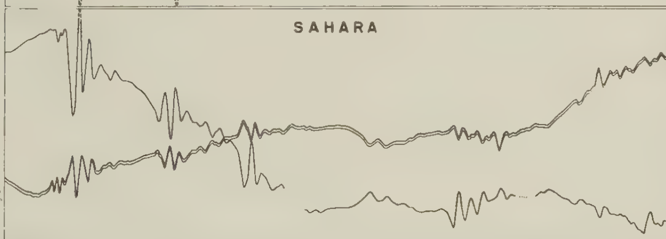


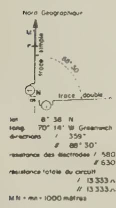


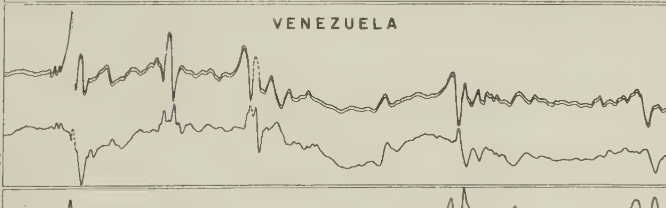


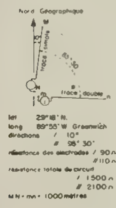


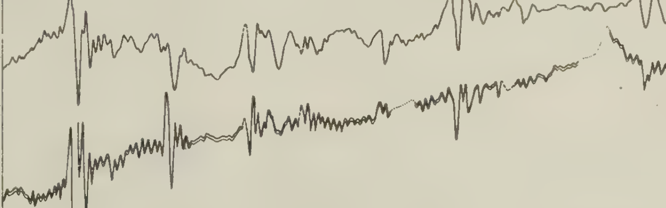


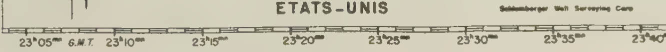












Compagnie Générale de Géophysique — Paris

T. 59 T

Fig. 10 – Corrélations telluriques à grande distance le 24 février 1952 (d'après Kunetz).

Le Tableau I, emprunté à Holmberg, montre la variation diurne de l'amplitude et de la fréquence d'apparition pour les pulsations dont la période est comprise entre 17 et 26 secondes (Eskdalemuir, Observations de printemps).

Tableau I

Heure T. U.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Fréquence d'apparition.	3	2	4	5	5	3	7	10	9	11	10	15	13	15	11	9	8	5	2	1	0	0	0	0
Intensité moyenne en $10^{-3}\,\gamma$.	25	38	60	60	60	50	60	100	95	85	95	75	120	80	80	55	45	38	38	25	0	0	0	0

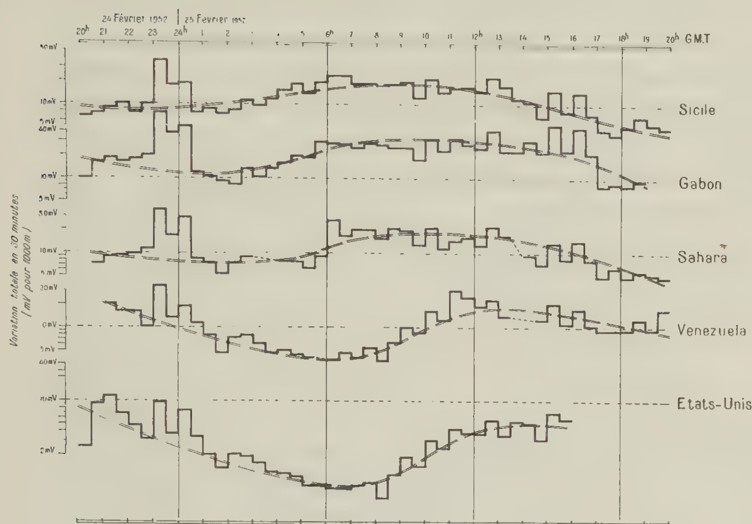
Les deux phénomènes ont un maximum vers 13h locales. De façon générale les statistiques des variations d'amplitude sont très insuffisantes et l'on ne peut guère préciser, entre 10h et 15h par exemple, la position moyenne de ce maximum pour l'ensemble du Globe (*).

La variation annuelle des *pc* est mal connue. Selon Kunetz, l'effet du cycle de 11 ans de l'activité solaire s'observerait bien sur les pulsations telluriques observées par lui, donc probablement sur les *pc*. Enfin une autre relation mise en évidence par la Compagnie Générale de Géophysique, et d'ailleurs retrouvée indépendamment par d'autres auteurs (Kato et ses collaborateurs, Burkhart), est celle du niveau d'activité tellurique avec la période de 27 jours due à la rotation du Soleil.

Les variations simultanées des deux composantes du vecteur tellurique n'ont souvent entre elles qu'une ressemblance assez vague, se réduisant au fait que les périodes apparentes sont de même ordre. D'autres fois cette ressemblance est beaucoup plus marquée: les composantes des *pc* se présentent alors comme deux sinusoïdes à déphasage assez constant, ce qui correspond à un vecteur tournant dont l'extrémité décrit une ellipse suivant la loi des aires. Encore constate-t-on assez souvent que le signe du déphasage, donc le sens de rotation, s'inverse d'un train à un autre dans une même suite d'oscillations.

La C.G.G. se borne en pratique à l'étude des propriétés géométriques moyennes, statistiques, de ces courbes, en négligeant le plus souvent le point de vue cinématique. Ainsi, l'expérience a montré qu'en un point d'observation donné les variations du champ tellurique se groupaient

(*) Voir cependant O. M. Barsoukov, *Izvestia Akad. Naut. SSSR*, Serie Géophysique, pp. 1040-1043, 1958, qui contient aussi des statistiques pour les directions de polarisation, montrant surtout leur variabilité géographique.



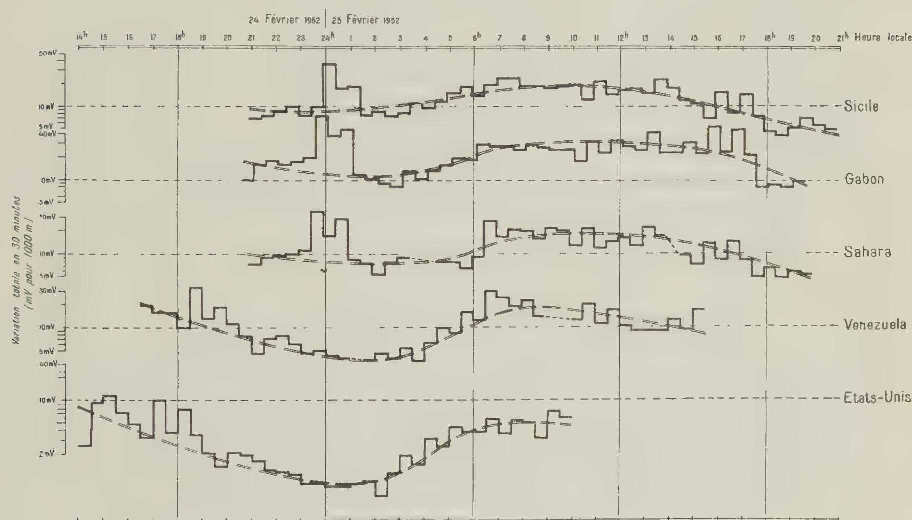


Fig. 11 – Niveau moyen de l'agitation tellurique, les 24 et 25 février 1952. 1) Corrélations en temps universel; 2) Corrélations en temps local (d'après Kunetz).

souvent de préférence autour d'une *direction moyenne* déterminée et que le *degré du resserrement* autour de cette direction était relativement stable tant que la période n'évoluait pas trop. Si on y ajoute *l'intensité moyenne* du champ, on a trois éléments statistiques pour caractériser les variations du vecteur champ en ce point. Moyennant des hypothèses assez générales sur la nature des variations des composantes, on peut définir d'une façon précise, attachée à chaque point, une certaine « *ellipse intrinsèque* », dont les éléments caractérisent les trois propriétés du champ indiquées plus haut; son orientation correspond à la direction privilégiée du champ, son ellipticité au degré de canalisation (*) et sa grandeur à l'intensité moyenne. Elle pourra, par exemple être définie comme le *lieu moyen des extrémités du vecteur champ* (en prenant soin de préciser la façon de prendre la moyenne).

On trouve que l'orientation et l'ellipticité sont relativement stables, surtout tant que l'on reste dans une bande de fréquences qui ne soit pas trop large, et d'autant plus stables que la canalisation du courant, donc l'ellipticité est plus prononcée. Celle-ci peut d'ailleurs, dans certains cas, être extrêmement forte, l'intensité moyenne du champ dans une direction particulière étant 10 ou 20 fois supérieure à celle dans la direction perpendiculaire.

On pourrait bien entendu définir des propriétés analogues par voie magnétique, mais les résultats actuels sont assez maigres. A Göttingen, d'après Untiedt [22], les *pc*, qui se recontrent surtout de 12h à 15h TU, forment des oscillations linéaires ou allongées dans une direction dont l'azimut (compté à partir du Nord dans le sens inverse des aiguilles d'une montre) compris entre 10° et 90° décroît dans la journée d'environ 3° par heure. Cet énoncé peut-être trop précis gagnerait à être comparé avec les résultats d'autres stations. Les résultats anciens sur l'azimut ou le sens de rotation (Terada, Hatakeyama) sont difficiles à rattacher aux *pc* telles qu'elles sont actuellement définies.

Revenons aux courants telluriques. Leurs variations peuvent être très différentes, même en des points très voisins. Pourtant on retrouve en général les ondes qui se correspondent et on reconnaît alors l'identité des périodes (**). La loi qui lie les variations en fonction du temps entre

---

(*) Ce terme employé par les prospecteurs n'implique pas que la « canalisation » soit due au sol: l'ampleur des fluctuations d'orientation du champ est évidemment liée à l'origine de la pulsation.

(**) Signalons cependant qu'au cours d'une comparaison entre les pulsations magnétiques observées à Chambon-la-Forêt (Loiret) et à l'Observatoire

les deux points A et B est alors de forme simple: si l'on considère le lieu décrit par l'extrémité du vecteur champ en B, il se déduit du lieu analogue en A par une rotation suivie d'une double dilatation dans deux directions rectangulaires, stables dans le temps.

Ces rotations, de même que les dilatations, peuvent être extrêmement importantes: dans des régions à géologie tourmentée on a observé des variations d'intensité de 1 à 100 et des rotations de 90° et plus sur des distances de quelques kilomètres.

Fort heureusement pour l'étude des corrélations, il n'en est pas toujours ainsi et, le plus souvent, les projections sur des lignes parallèles présentent une ressemblance assez grande.

Relations fondamentales.

Pour en revenir à la relation entre champ en deux points, nous avons d'abord donné celle qui lie les diagrammes polaires, car elle est indépendante de la manière de mesurer le champ.

On peut exprimer cette relation d'une façon également très simple sur les composantes, à condition d'admettre ce qui suit: Chaque fois que le champ en un point prend une certaine direction, le champ simultané en un autre point reprend lui aussi une même direction, d'ailleurs différente de la première (autrement dit en deux points quelconques il y a correspondance bi-univoque entre les directions des champs); de plus, les intensités du champ suivant deux de ces directions homologues restent proportionnelles. On en déduit immédiatement que les relations entre les composantes du champ suivant deux couples de directions absolument quelconques sont linéaires, c'est-à-dire que l'on a:

$$X = ax + by,$$
$$Y = cx + dy;$$

X et Y sont les composantes du champ en un point, x et y les composantes simultanées en un autre point, toutes les quatre variables au cours du temps, mais toujours liées entre elles par ces relations, où a, b, c et d sont des constantes indépendantes du temps. Ces constantes dépendent des directions suivant lesquelles les mesures ont été faites et caractérisent

---

de Haute Provence, distants de 500 km, les périodes à Chambon se sont montrés supérieures dans un très petit nombre de cas; les ondes correspondantes étaient probablement masquées en Haute Provence par les périodes plus courtes ([23]).

mal la liaison entre les deux points; mais on peut en déduire des invariants, par exemple ceux qui ont été indiqués à propos du diagramme polaire. En particulier, le produit des deux dilatations dont on a parlé plus haut, qui est en somme le rapport des surfaces de deux boucles homologues quelconques des deux diagrammes, soit $ad-bc$, est la paramètre le plus utilisé, sous le nom d'*aire*, pour différencier les terrains en prospection tellurique.

Si l'aire relative au point A est grande en un point B c'est que l'épaisseur des sédiments est plus faible en B qu'en A, parce que le fond cristallin qui est électriquement résistant y canalise les lignes de courant au voisinage de la surface.

Malheureusement de nombreux facteurs, notamment les courants vagabonds industriels, perturbent les phénomènes. Ils introduisent une dispersion dans la détermination de l'aire. Celle-ci est définie au mieux à 10% près dans un rayon de 50 km.

Une étude quantitative de la corrélation entre les vecteurs champ en deux points, corrélation beaucoup plus complexe que la corrélation scalaire ordinaire, a été présentée par Bessière comme Diplôme d'Etudes supérieures à la Faculté des Sciences de Paris, mais non publiée. Il a trouvé des coefficients de corrélation encore très élevés, supérieurs à 0,80, jusqu'à des distance de 100 à 200 km, puis décroissant jusqu'aux environs de 0,50 quand on atteint des distances d'un millier de kilomètres. A partir de ces distances, non seulement la qualité des corrélations diminue rapidement, mais encore cette qualité devient très variable dans le temps: alors qu'à certains moments on trouve encore des corrélations très nettes, à d'autres, d'autant plus nombreux que la distance augmente, toute corrélation paraît cesser. On constate également que les corrélations sont perceptibles sur des distances plus grandes dans le sens Nord-Sud que dans le sens Est-Ouest.

Dans le sens NS on a trouvé par exemple des similitudes frappantes entre des trains d'oscillations observés simultanément en Europe et à Madagascar, la rotation du vecteur champ se faisant généralement, mais non pas toujours ([24]) en sens inverse dans les deux hémisphères. On trouve également d'excellentes corrélations entre les niveaux moyens d'activité. Au contraire, les corrélations dans le sens EW posent immédiatement une question que nous avons déjà débattue: les phénomènes doivent-ils être rapportés au temps universel ou au temps local? La réponse est que les deux interviennent. L'influence de l'heure locale est évidente: les *pc* ne sont guère visibles que pendant le jour, les *pt* que pendant la nuit, que celles-ci soient plus faibles le jour ou masquées par les *pc*. En revan-

che, les corrélations de détail entre oscillations, chaque fois qu'on arrive à mettre ces corrélations en évidence, correspondent à une même heure du temps universel, même s'il y a entre les points d'observation une différence de longitude équivalant à plusieurs heures (fig. 10).

Des identifications analogues aux précédentes ont été obtenues sur des enregistremants magnétiques par Kato et Okuda ([25]) entre le Japon et Ceylan.

La dualité qui apparaît en ce qui concerne les pulsations individuelles s'observe également sur l'agitation moyenne. Sur cinq enregistrements de février 1955 (*), Kunetz a évalué cette agitation moyenne ½ heure par ½ heure (c'est la « variation totale » V, somme des valeurs absolues des différences entre maxima et minima, qui a servi de mesure pour cette agitation). On trouve (fig. 11) que:

1. Quand on compare les courbes obtenues aux cinq stations, on constate une excellente corrélation en temps universel des variations brutales de cette activité en des points entre lesquels il existe jusqu'à des différences de sept heures d'heure locale.

2. On constate également une évolution lente du niveau d'activité, parallèle aux 5 stations, quand on aligne les courbes obtenues en heure locale.

Une manière d'expliquer ce double aspect du phénomène observé consiste par exemple à supposer que:

— d'une part, l'action directe d'un rayonnement corpusculaire provenant du Soleil, simultanément sur l'ensemble du Globe, produirait les corrélations, en temps universel, du détail des pulsations ou des fluctuations brutales de l'agitation.

— d'autre part, l'action du rayonnement électromagnétique du Soleil, en rapport avec l'heure locale, modifierait le niveau d'ensemble en agissant sur la conductivité de l'ionosphère.

Autres phénomènes des latitudes moyennes.

Les baies d'une part, l'agitation magnétique modérée d'autre part, ne sont pas les seuls phénomènes magnétiques macroscopiques accompagnés de pulsations. Mais les descriptions se compliquent dès qu'il s'agit de véritables tempêtes magnétiques.

(*) A l'occasion d'une éclipse totale de Soleil. Disons en passant que l'effet d'une telle éclipse sur les pulsations, effet plusieurs fois recherché, n'a jamais pu être nettement mis en évidence.

Les crochets magnétiques qui correspondent à l'effet ionosphérique des éruptions chromosphériques et qui peuvent être considérés comme les précurseurs de certaines tempêtes magnétiques, ne sont pas accompagnés de pulsations particulières. Par contre, si la tempête débute brusquement (ce qu'on note internationalement par *ssc*) ou si elle présente une recrudescence brusque d'agitation, on observe à ce moment sur les dispositifs à induction une discontinuité de pente (presque toujours

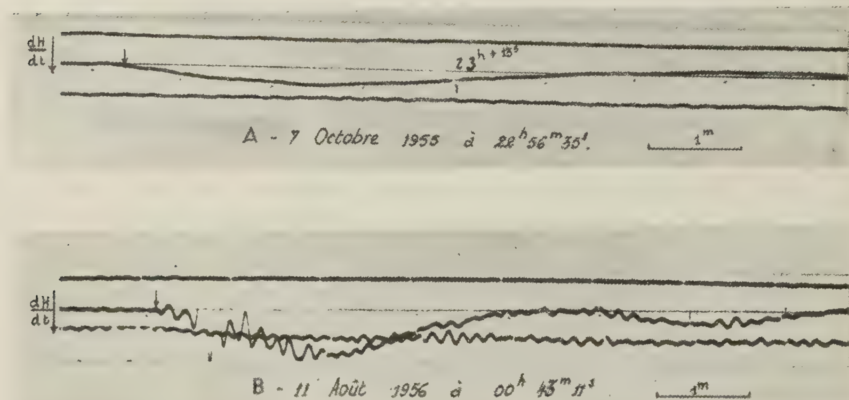


Fig. 12 – Débuts brusques de tempêtes magnétiques à Tamanrasset sur les variomètres électromagnétiques de Grenet (d'après Bureau).

vers les valeurs positives pour dH/dt) suivie d'une ou plusieurs oscillations amorties à période de plusieurs minutes (Fig. 12 A). C'est ainsi du moins que le phénomène se présente à Tamanrasset ([26]). Dans 12 cas sur 93, des pulsations courtes sont présentes à son début (fig. 12 *B*). Elles sont parfois très régulières. A Onagawa, Kato et Saito ([27]) ont étudié ces cas de « *pt* bien régulièrement amorties » (« fine damped »). Elles seraient assez semblables somme toute au type *Pu* décrit plus haut, mais avec des périodes plus courtes. 33 cas ont été observés par Kato et Saito en deux ans, dont 5 accompagnant des *ssc*, les autres des recredescences plus ou moins nettes. La pseudo-période allait de 13 à 27 secondes seulement avec un maximum prononcé vers 19 (de grandes périodes sous-jacentes se voient aussi sur les reproductions). Le rapport d'amortissement était voisin de 0,85 (le temps de relaxation de 100 à 120 sec). Selon Kato et Saito, ces pulsations semblent rares en hiver, mais ce qui les distingue surtout des *pt*, outre leur période plus courte, c'est qu'elles sont extrêmement faibles la nuit, leur fréquence d'apparition présentant un maxi-

mum prononcé vers 9h locales (c'est le contraire pour l'amplitude du début brusque lui-même, qui est minimum vers 8 heures, maximum vers 23h, comme l'on montré il y a longtemps de Moidrey à Zi-Ka-Wei et Maurain à Paris).

En dehors du début brusque et des recrudescences, la phase principale de la tempête est accompagnée de variations rapides, amples et persistantes, en général très irrégulières mais au milieu desquelles apparaissent parfois des *pc* à courte période. En règle assez générale, lorsque l'agitation augmente, les pulsations de période donnée semblent perdre leur régularité tandis qu'apparaissent des pulsations régulières de période plus courte.

Phénomènes des régions aurorales.

Si on laisse de côté l'agitation irrégulière toujours présente dans la zone aurorale, le phénomène pulsatoire le plus caractéristique de ces régions est un phénomène rare: au cours d'une tempête magnétique surgit une oscillation ample et régulière qui peut durer d'une dizaine des minutes à un petit nombre d'heures; c'est ce qu'on appelle une « pulsation géante » (*pg*). L'adjectif est dû à Rolf (1931) mais le phénomène a été observé par Birkeland dès 1900. Dans un petit nombre de cas, Harang [29] a pu montrer que l'extrémité du vecteur pulsant décrivait une ellipse dont le grand axe, à Tromsö, semble toujours voisin de la direction EW. L'amplitude ne reste d'ailleurs pas constante. L'enveloppe des oscillations présente souvent une forme en fuseau, simple ou répétée, constituant un groupe d'ondes à spectre étroit.

La période d'une pulsation géante est du même ordre que celle des *pt*, de 20 à 300 sec pour fixer les idées; pour une même pulsation la période semble être la même en tout lieu.

Les amplitudes des *pg* ne sont supérieures à quelques gammas qu'un très petit nombre de fois par an, en Scandinavie ou en Islande. Elles sont plus fortes en période de grande activité solaire. Elles diminuent rapidement dès qu'on s'éloigne de la zone aurorale. En Suède, la pulsation du 12 Septembre 1930, étudiée par Rolf, tombait de 34 γ à Abisko à moins de 1 γ à Lovö sur 1000 km. A Godhavn (Groenland), quelques degrés au nord de la zone aurorale, aucune pulsation géante n'a été observée en 11 ans sur les magnétomètres La Cour du type rapide. Aucune non plus à Resolute Bay, dans une position analogue, pour une durée d'ailleurs plus brève.

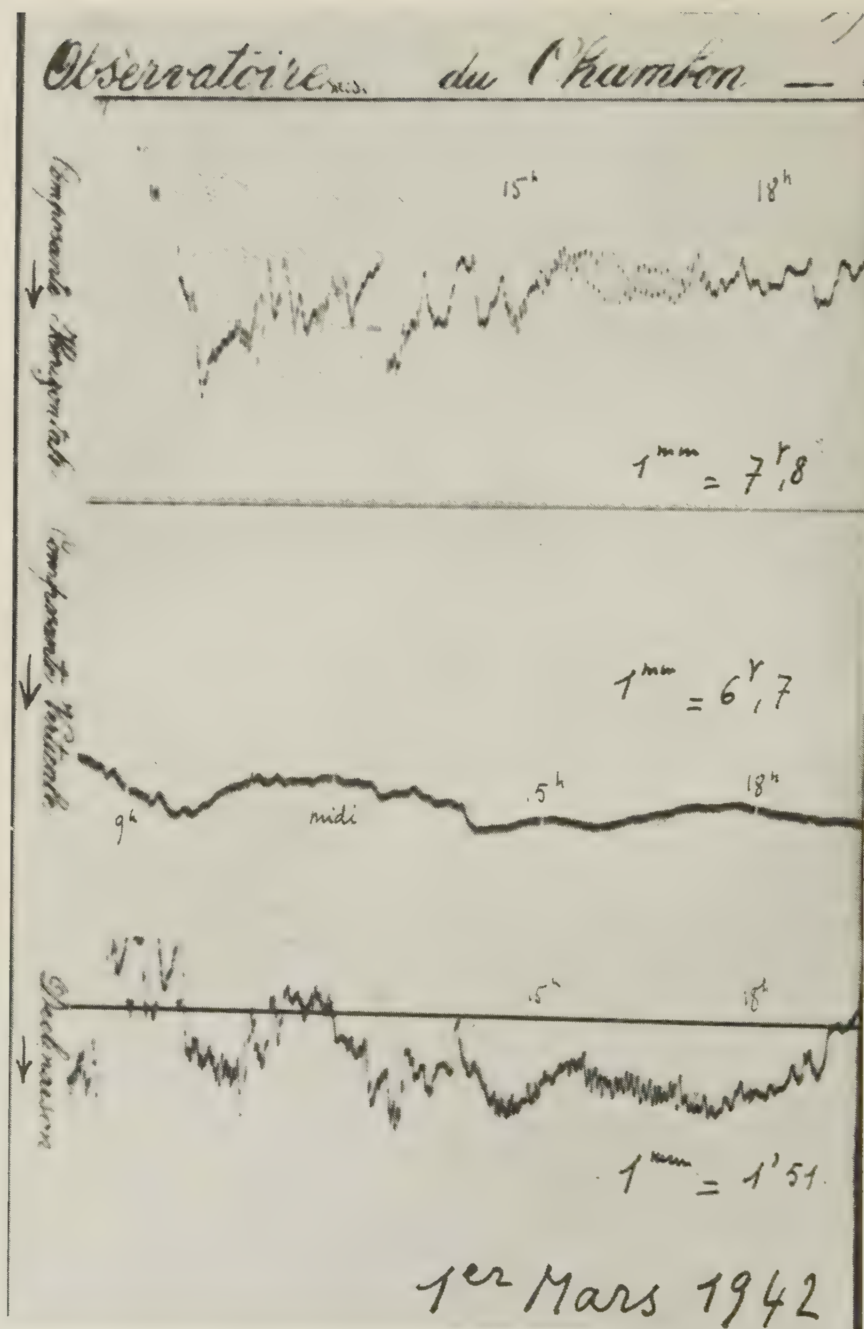


Fig. 13 – La pulsation géante du 1er Mars 1952 observée à Chambon-la-Forêt (variomètres Mascart).

Les *pg* peuvent cependant avoir une période et une amplitude exceptionnellement grandes; elles sont alors perceptibles à des latitudes plus basses. La pulsation du 1er Mars 1942 détient probablement le record des périodes avec 4 minutes et demie environ. Elle a été enregistré jusqu'à Tamanrasset sur des variomètres ordinaires. A Chambon-la-Forêt et à Nantes (fig. 13) où elle présentait grossièrement la forme en fuseau, l'amplitude atteignait 55 γ sur la composante horizontale.

Selon Sucksdorff ([30]) la fréquence des *pg* varierait en sens inverse de l'activité solaire.

Les pulsations géantes ne sont pas les seules pulsations régulières des zone aurorales. Les pulsations observées par Chree dans l'Antarctique avaient des périodes en général plus courtes (descendant jusqu'à 7 secondes) et des amplitudes atteignant une fois seulement 8 γ; elles n'ont guère de commun avec les pulsations géantes que leur régularité.

Harang et Sucksdorff ont décrit des types de pulsations courtes, non observées sur la composante verticale. Leur période est de l'ordre de la seconde. Elles se présentent assez différemment dans leurs deux stations: leur fréquence a un maximum pointu vers 10h à Tromsö, un maximum variant entre 10h et 16h à Sodankylä, où leur nombre est beaucoup plus grand. Ces observations fragmentaires font penser que la gamme de périodes des pulsations régulières de la zone aurorale peut s'étendre beaucoup plus bas.

On peut enfin se demander si les pulsations des régions aurorales boréale et australe sont simultanées. La question est importante pour la théorie mais elle n'a guère été abordée que dans un article assez décevant d'Ahmed et Scott.

RÉSUMÉ

L'article résume l'ensemble de nos connaissances expérimentales sur les pulsations magnétiques et telluriques.

ABSTRACT

Review of observational knowledge on pulsations of magnetic field and telluric currents.

RIASSUNTO

L'Autore riassume nell'articolo l'insieme delle conoscenze sperimentali sulle pulsazioni magnetiche e telluriche.

BIBLIOGRAPHIE

(1) R. P. Romaña, *Provisional Atlas of Rapid Variations*, Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie, 1958.

(2) E. R. R. Holmberg, *Monthly Not. Roy. Astr. Soc. Geophys.*, Suppl. **6**, 467-481, (1953).

(3) V. A. Troïtzkaïa, *Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS* (*Doklady*), **XCIII**, 261-264, (1953).

(4) G. Angenheister, *Terr. Magn.*, **25**, 26-32, (1920).

(5) H. Hatakeyama, *Geophys. Magazine*, **12**, 173-188, 189-210, (1938).

(6) P. Giacomo, *Ann. de Géophysique*, **5**, 171-173, (1949).

(7) T. Terada, *Journ. of the Coll. of. Sc.*, Imp. Univ., **XXVII**, 9, Tokyo, (1917).

(8) Y. Kato, J. Ossaka, M. Okuda, *The Sc. Rep. of the Tohoku Univ.*, Ser. 5, Geophysics, 5, 1-21, (1953).

(9) J. G. Scholte, Veldkamp, *J. Atm. Terr. Phys.* **6**, 33-45, (1955).

(10) Y. Kato, K. Ossaka, T. Watanabe, M. Okuda, T. Tamao, *The Sc. Rep. of the Tohoku Univ.* Ser. 5, Geophysics, **7**, 136-146, (1956).

(11) Y. Kato, J. Ossaka, *The Sc. Rep. of the Tohoku Univ.* Ser. 5, Geophysics, **4**, 61-63, (1952). Voir aussi G. Grenet, Y. Kato, J. Ossaka, M. Okuda, *ibid.*, **6**, 1-10, (1954).

(12) K. Yanagihara, *Memoirs of the Kakioka Magnetic Observatory*, **8**, 61-76, (1957).

(13) Kato, Ossaka, *The Sc. Rep. of the Tohoku University*, Series 5, Geophysics, **3**, 111-113, (1951).

(14) Chernosky, Coon, Maple, *Nat. Res. Council, Ann. Geophys. Union 33d Annual Meeting*, 320.

(15) G. Billaud, *Travaux de l'Inst. de Mét. et de Phys. du Gl. de l'Algérie*, **9**, 12-49, (1953). — J. L. Bureau, *Ibid.*, **15**, 1-32, (1956); les années 1955 à 1957 nous ont été communiquées gracieusement.

(16) P. Rougerie, *Ann. de Géophysique*, **10**, fig. 2, 50, (1954). — O. Meyer, *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, **4**, 61-65, (1951).

(17) K. Yanagihara, *Memoirs of the Kakioka Magnetic Observatory*, **8**, 1, 49-59, (1957).

(18) G. Grenet, *Travaux de l'Institut de Météorologie et Physique du Globe de l'Algérie*, **9**, 54-55, (1953).

(19) G. Kunetz, *Exposé au séminaire de Physique du Globe*, Paris 1956, non publié.

(20) M. Schlumberger et G. Kunetz, Communication présentée à l'Assemblée Générale de l'U.G.G.I., Oslo 948.

(21) G. Angenheister, *Gerl. Beitr. z. Geophysik*, **64**, 108-132, (1954).

(22) J. Untiedt, *Zeitschrift für Geophysik*, **24**, 125-133, (1958).

([23]) J. Coulomb, *Ann. de Géophysique*, **10**, 159-161, (1954).

([24]) G. Kunetz, H. Richard, Atti del VII Convegno Nazionale del Metano et del Petrolio, Taormina, 1952. — G. Kunetz, *Ann. de Géophysique*, **10**, 262-270, (1954).

([25]) Y. Kato, M. Okuda, *Sc. Rep. of the Tohoku Univ.*, Ser. 5, **7**, Suppl., 37-41, (1956).

([26]) J. L. Bureau, *Comptes-rendus Ac. Sc.*, **247**, 112-114, (1958).

([27]) Y. Kato, T. Saito, *The Sc. Rep. of the Tohoku University*, Ser. 5, Geophysics, **9**, 99-105, (1958).

([28]) L. Harang, *Terr. Magn.*, **41**, 329, (1946); **44**, 17, (1959).

([29]) E. Sucksdorff, *Terr. Magn.*, **44**, 157, (1944).

Le sesse del lago di Como

Parte II (*)

OSCILLAZIONI INTERESSANTI L'INTERO LAGO

P. Caloi – M. C. Spadea

ricevuto il 30 settembre 1959

I – Stima approssimativa dei periodi di onde stazionarie in un sistema di tre canali chiusi.

Il lago di Como ha una forma caratteristica, che si può approssimare a quella di un canale (parte settentrionale), che si biforca all'altezza di Bellagio in due canali, aventi gli estremi l'uno (occidentale) a Como e l'altro a Lecco (di dove esce l'Adda).

Indichiamo con b_1, b_2, b_3 e h_1, h_2 h_3 la larghezza media e la profondità media dei tre rispettivi canali presi in considerazione. L'approssimazione che così si ottiene è tanto più attendibile quanto più le larghezze b_1 b_2 b_3 sono piccole rispetto alla lunghezza dei canali; condizione questa pienamente soddisfatta nel lago di Como.

In questa ipotesi, l'innalzamento della superficie, sotto l'azione di un'onda lunga passante per il punto di confluenza dei tre rami, può considerarsi identica in tre sezioni (appartenente ognuna ad uno dei tre rami) il più vicino al punto di confluenza. Per la trattazione matematica, le sezioni considerate possono ritenersi attraversare l'origine delle coordinate di superficie di ogni canale; in tal modo, la sezione 1 può passare attraverso $x_1 = 0$ e la lunghezza l_1 dell'intero primo canale viene contata da questa sezione all'estremità del canale stesso.

Il moto di onde lunghe in un canale a sezione uniforme è rappresentato dalle due equazioni differenziali:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial y}{\partial x} ; \quad \eta = -h \frac{\partial \xi}{\partial x} ,$$

(*) Le parti I, II di questo lavoro sono state condotte con contributi del Consiglio Nazionale delle Ricerche.

dove ξ rappresenta lo spostamento orizzontale delle particelle d'acqua, η lo spostamento verticale della superficie nello stesso punto e h la profondità media della sezione trasversale del canale considerato.

Nel caso di movimento armonico semplice di periodo $T = \frac{2\Pi}{\sigma}$ possiamo porre,

$$\xi = \cos \sigma t \left(A \cos \frac{\sigma x}{c} + B \sin \frac{\sigma x}{c} \right), \text{ con } c = \sqrt{g h} \qquad [1]$$
$$\eta = \frac{h \sigma}{c} \cos \sigma t \left(A \sin \frac{\sigma x}{c} - B \cos \frac{\sigma x}{c} \right),$$

espressioni che soddisfano le equazioni del moto. Evidentemente c rappresenta la velocità di propagazione di un'onda libera lungo il canale di profondità h. Le costanti A, B, h, c e la coordinata x si intendono affette degli indici 1, 2, 3, a seconda che si riferiscano al primo canale o alle due ramificazioni, nell'ordine.

Per il punto di confluenza, dove $x_1 = x_2 = x_3 = 0$, si ottiene

$$B_1 \frac{h_1}{c_1} = B_2 \frac{h_2}{c_2} = B_3 \frac{h_3}{c_3} . \qquad [2]$$

La condizione di incompressibilità richiede che la quantità d'acqua fluente, in un certo tempo, attraverso la sezione 1 verso la confluenza, uguagli la somma delle quantità attraversanti le sezioni 2, 3, oltre la confluenza. Ciò porta come conseguenza che per $x_1 = x_2 = x_3 = 0$, si ha:

$$\sum_1^3 {}_i A_i \, b_i \, h_i = 0 \qquad [3]$$

All'estremità dei canali chiusi, avremo poi

$$\xi_i = 0 \qquad \text{per } x_i = l_i . \qquad (i = 1, 2, 3)$$

Dalla [1] consegue allora

$$\frac{A_i}{B_i} = - \operatorname{tg} \frac{\sigma l_i}{c_i} . \qquad (i = 1, 2, 3) \qquad [4]$$

Dalla [1], ricordando la [4], otteniamo

$$\xi_i = B_i \frac{\cos \sigma t}{\cos \frac{\sigma l_i}{c_i}} \sin \frac{\sigma (x_i - l_i)}{c_i} , \; (i = 1, 2, 3)$$

Tabella I

Lecco-Bellagio $l_2 = 19.000$ m			
Sez.	$S(x)$ 10^2 m²	$b(x)$ 10^2 m	h m
0ª	0	0	0
1ª	500	8.00	29.25
2ª	985	13.75	57.62
3ª	1355	12.75	79.27
4ª	1325	11.75	77.51
5ª	1805	14.25	105.59
6ª	1440	13.50	84.24
7ª	1275	12.00	74.59
8ª	1870	16.50	109.39
9ª	1420	16.50	83.07
10ª	1065	14.75	62.30
11ª	1945	18.25	113.78
12ª	2585	22.25	151.22
13ª	2790	19.75	163.21
14ª	2810	20.00	169.38
15ª	2925	23.75	171.11
16ª	4170	26.00	243.94
17ª	5710	24.50	298.93
18ª	4100	19.50	239.85
		$\bar{b}$ = m 1710.00	$\bar{h}$ = m 121.80

Como - Bellagio $l_1 = 23.375$ m			
Sez.	$S(x)$ 10^2 m²	$b(x)$ 10^2 m	h m
0	0	0	0
1	382.50	7.00	23.56
2	972.75	11.25	59.92
3	1383.25	16.00	85.21
4	1560.75	13.25	96.14
5	1875.00	16.00	115.50
6	1230.50	8.25	75.80
7	1549.75	10.75	95.46
8	3770.75	18.00	232.28
9	3248.75	17.50	200.12
10	2647.25	13.25	163.07
11	2168.75	9.75	133.59
12	2187.00	8.00	134.72
13	4362.50	15.00	268.73
14	4892.50	17.25	301.38
15	4770.50	14.75	293.86
16	4989.50	17.00	307.35
17	5663.50	20.50	348.87
18	5992.75	20.25	369.15
19	5510.25	20.75	339.43
20	4900.00	23.50	301.84
21	6300.00	23.50	388.10
22	4850.00	19.00	298.76
23	4869.75	24.50	299.98
24	5353.50	25.75	329.78
25	2511.50	16.75	154.71
26	2383.75	16.00	146.84
27	1267.75	18.09	78.09
		$\bar{b}$ = m 1623.00	$\bar{h}$ = m 201.51

Ramo unico $l_3 = 28.000$ m			
Sez.	$S(x)$ 10^2 m²	$b(x)$ 10^2 m	h m
28	4637	40.50	155.76
29	6107	40.00	209.39
30	7818	37.00	274.70
31	8170	33.50	289.22
32	9505	37.50	336.48
33	9330	34.25	330.28
34	9010	37.00	318.95
35	7490	34.50	265.15
36	7530	33.50	266.56
37	2605	20.25	92.22
38	2800	18.00	99.12
39	4340	26.50	153.64
40	5070	28.50	179.48
41	5635	31.75	199.48
42	4730	27.50	167.44
43	3990	22.00	191.25
44	3325	33.25	117.70
45	5325	42.50	188.50
46	2595	20.75	91.86
47	2680	26.25	94.87
48	2965	30.75	104.96
49	1525	25.55	53.98
50	235	11.00	8.32
51	0	0	0
		$\bar{b}$ = m 2822.00	$\bar{h}$ = m 174.55

Lecco - Bellagio $l_2 = 19.000$ m.

Sez.	$\alpha \Delta x$ 10^{-4}	q 10^9	$2 \xi_o$ 10^3 cm	$2 \Delta \eta_o$ cm
0a	7.907	0	0	0
1a	»	825	— 1,65	— 1,30
2a	»	2034,07	— 2,06	— 1,63
3a	»	3344,51	— 2,47	— 1,95
4a	»	4533,51	— 3,42	— 2,70
5a	»	5804,28	— 3,22	— 2,55
6a	»	7287,13	— 5,06	— 4,00
7a	»	8424,91	— 6,61	— 5,23
8a	»	9715,15	— 5,20	— 4,11
9a	»	11188,35	— 7,88	— 6,23
10a	»	12401,02	—11,64	— 9,20
11a	»	13592,47	— 6,99	— 5,53
12a	»	14828,90	— 5,74	— 44,5
13a	»	15977,07	— 5,73	— 4,58
14a	»	16965,19	— 6,04	— 4,73
15a	»	17914,32	— 6,12	— 4,84
16a	»	18928,52	— 4,54	— 3,59
17a	»	19744,12	— 3,46	— 2,74
18a	»	20500,23	— 5,00	— 3,95
19a	»	21072,13	— 4,79	— 3,79

Ramo u

Sez.	q 10^9
	23772,00
28	23687,55
29	23466,23
30	23067,44
31	22609,65
32	22046,72
33	21397,09
34	20789,14
35	20073,94
36	19274,44
37	18550,90
38	18029,44
39	17177,94
40	16193,11
41	14882,68
42	13388,33
43	11890,97
44	10487,37
45	8409,55
46	6529,30
47	5239,08
48	3374,05
49	1586,88
50	396,00
51	112,35

MO - BELLAGIO $l_1 = 23.375$ m.

q 10^9	$2\,\xi_o$ 10^3 cm	$2\,\Delta\,\eta_o$ cm	$2\,\eta_o$ cm
0	0	0	100
111,25	— 2,91	— 2,30	97,70
931,93	— 1,99	— 1,57	96,13
104,72	— 2,24	— 1,77	94,36
116,73	— 2,64	— 2,09	92,27
279,33	— 2,82	— 2,23	90,04
359,81	— 5,17	— 4,09	85,95
172,04	— 4,63	— 3,66	82,29
519,54	— 2,26	— 1,79	80,50
103,38	— 3,11	— 2,46	78,04
422,26	— 4,31	— 3,41	74,63
340,21	— 5,69	— 4,50	70,13
859,17	— 5,88	— 4,65	65,48
612,19	— 3,12	— 2,47	63,01
710,14	— 3,01	— 2,38	60,63
655,97	— 3,28	— 2,59	58,04
518,59	— 3,31	— 2,62	55,42
633,92	— 3,11	— 2,46	52,96
746,08	— 3,13	— 2,47	50,49
806,37	— 3,59	— 2,84	47,65
832,04	— 4,25	— 3,36	44,29
971,40	— 3,49	— 2,76	41,53
926,59	— 4,73	— 3,74	37,79
662,55	— 4,86	— 3,84	33,95
490,08	— 4,57	— 3,61	30,34
142,39	—10,01	— 7,91	22,43
533,23	—10,71	— 8,47	13,96
799,52	—20,35	—16,09	— 2,13

$2\,\eta_o$ cm
— 2,13
— 6,17
— 9,21
— 11,54
— 13,73
— 15,56
— 17,37
— 19,20
— 21,32
— 23,34
— 28,97
— 34,06
— 37,19
— 39,71
— 41,80
— 44,04
— 46,40
— 48,99
— 50,14
— 52,13
— 53,67
— 54,57
— 55,39
— 56,73

mentre dalla [3] consegue, nel caso dei tre canali chiusi,

$$\sum_1^3{}_i \; B_i \; b_i \; h_i \; \text{tang} \; \frac{\sigma \, l_i}{c_i} = 0$$

oppure (v. [2])

$$\sum_1^3{}_i \; b_i \; c_i \; \text{tang} \; \frac{\sigma \, l_i}{c_i} = 0 \,. \qquad [5]$$

È questa l'equazione di Zeilon (1).

Ci siamo proposti di applicare, nella determinazione del periodo, approssimativo dell'oscillazione libera uninodale del lago di Como, la formula [5].

Le lunghezze dei tre rami, dei quali questo lago consiste, sono rispettivamente $l_1 = 23.375$ m. (Como-Bellagio), $l_2 = 19.000$ m. (Lecco-Bellagio), $l_3 = 28.000$ m. (Bellaio-riva); le rispettive larghezze medie sono $b_1 = 2822$ m., $b_2 = 1710$ m., $b_3 = 1623$ m., come risulta dalla Tabella I. La stessa Tabella fornisce anche le profondità medie, le quali permettono di calcolare i valori delle c_i: si è ottenuto $c_1 = 41{,}36$ m/sec., $c_2 = 34{,}75$ m/sec., $c_3 = 44{,}44$ m/sec. Con questi dati morfometrici, risolvendo la [5] con il metodo delle approssimazioni successive, si è ottenuto

$$T = 40^{\mathrm{m}}, 6 \qquad [6]$$

come periodo dell'uninodale dell'intero lago. Si tratta, naturalmente di un valore approssimativo, che — come vedremo — non differisce molto da quello ottenuto con altro metodo.

II – Il metodo di Defant è stato già esposto in lavori precedenti (2).

L'applicazione di tale metodo ad un lago ramificato, comporta alcuni accorgimenti da tener presenti per la zona del lago dove avviene la saldatura dei tre rami.

Siano, per esempio, n_1 il numero delle sezioni del ramo più corto (Lecco), n_2 il numero delle sezioni dell'altro ramo (Como). Siano inoltre α e β i valori di $2\,\eta_0$, corrispondenti alle sezioni di n_1 ed n_2 rispettivamente e siano, inoltre A e B i relativi valori di q. Per determinare il valore di q corrispondente alla sezione n_1, quale sarebbe se $2\,\eta_0$ fosse uguale a β, A va moltiplicato per β/α.

Pertanto il calcolo relativo al ramo nord inizierà con la sezione $n_1 + n_2$, dove q avrà il valore espresso da $B + A \cdot \beta/\alpha$ e $2\,\eta_0$ avrà il valore β. Per le successive sezioni, il calcolo procederà nel modo abituale.

Applicato il metodo di Defant con gli avvertimenti sopra detti, dopo alcuni tentativi si è pervenuti ai valori riportati nella Tabella II, corrispondenti ad un periodo

$$T = 37^{m}, 6 \qquad [7]$$

per l'uninodale dell'intero Lago.

III – Il periodo dell'oscillazione uninodale interessante l'intero lago di Como, dovrebbe cadere fra i 38^{m} e i 40^{m}.

È interessante osservare che l'applicazione del metodo di Hidaka, fatta al lago prescindendo dal ramo di Como-Bellagio ha condotto, come si è visto nel lavoro precedente (3), ad un valore di 39^{m} circa. Data la lieve differenza che passa fra il valore dell'uninodale interessante l'intero lago e quello della stessa oscillazione da Gera e Lecco, dal punto di vista idrodinamico possono realizzarsi entrambe le oscillazioni; fatto che non si sarebbe potuto verificare qualora il lago incompleto avesse avuto un periodo dell'uninodale decisamente maggiore di quello dell'intero lago.

Soltanto le osservazioni potranno confermare o meno questi valori ottenuti per via teorica.

RIASSUNTO

Applicando all'intero lago due metodi diversi abbiamo ottenuto per l'uninodale valori varianti fra 38^{m} e 40^{m}.

Poichè l'oscillazione da Gera a Lecco (vedi parte I) ha un valore di 39^{m} ca., dal punto di vista idrodinamico possono valorizzarsi entrambe le oscillazioni, cioè sia quella interessante l'intero lago che quella limitata al ramo di Lecco e al suo prolungamento.

ABSTRACT

Applying to the whole Lake two different methods, we have obtained for the uninodal, figures ranging from 38^{m} to 40^{m}.

As the oscillation from Gera to Lecco (see part I) has reached about 39^{m}, speaking from hydrodynamic point of view, both oscillations can take place, i.e. the one that concerns the whole lake and the other that is limited to the Lecco branch and its extension.

BIBLIOGRAFIA

(1) ZEILON N., *On the Seiches of the Gullmar Fjord.* Göteborg (1913).

(2) CALOI P., *Le sesse del Lago di Garda;* Parte II, « Annali di Geofisica » (1948).

(3) CALOI P.-SPADEA M. C., *Le sesse del Lago di Como,* Parte I, « Annali di Geofisica », (1958).

On the General Theory of Thermal and Gravitational Excitation of Atmospheric Oscillations

F. MARIANI (*)

ricevuto il 20 ottobre 1959

Introduction – In another paper (¹), that we here indicate as I, we have considered the effects of the height variation of the Earth's radius vector R and of the gravity acceleration g on atmospheric tides. We have reconsidered the classical theory on the presumption that, since the atmospheric tides are a resonance phenomenon, the effects of such height variations may be rather considerable. On the other hand, the tidal phenomenon extends to a rather high atmospheric level; for example the values of R and g at a height of 100 km above the ground are respectively 1.5% greater and 3% less than the corresponding values at ground level.

In I we have worked only the theory of the gravitational oscillations and have quantitatively considered a very simple case of an atmosphere whose scale height H does not depend upon the height. Although this model is very idealized, however, it is able to give some interesting information on the effective importance of the corrective terms introduced in the classical equations: in some respects (for example in the amplitude of the pressure oscillation and the height of the eventual nodal points), the difference between the generalized and the classical results may be considerable, both as a percentage and as actual values.

In the present paper, we consider the theory for both gravitational and thermal oscillations in our more general formulation and study some numerical cases representing the effective physical conditions of the atmosphere.

(*) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma — Istituto di Fisica della Università, Perugia.

1. – *The mathematical theory.*

1.1. – The notation is that used by previous authors [2,3,4]:

z, ϑ, Φ	= height on the ground, colatitude and longitude of a point in the atmosphere
R	= radius of the earth
$g(z) = GR^2/(R+z)^2$	= acceleration of gravity; G its value at ground
ω	= angular velocity of the earth
u, v, w	= southward, eastward and upward components of air velocity at (z, ϑ, Φ)
p_0, ϱ_0, T_0	= static pressure, density and temperature (functions of z only)
p, ϱ, T	= departures of pressure, density and temperature from static values p_0, ϱ_0, T_0
$\bar{p}, \bar{\varrho}, \bar{T}$	= total pressure, density and temperature
$\boldsymbol{R}$	= gas constant for unit mass of gas
γ	= the ratio of specific heats c_p and c_v, at constant pressure and at constant volume
$H = \boldsymbol{R}T_0/g$	= scale height of atmosphere (function of z only)
$2\pi/\sigma$	= period of tidal oscillation
f	= $\sigma/(2\omega)$
$\Omega(z, \vartheta, \Phi)$	= tide-producing potential

The only noticeable differences from the previous authors lie in writing the radius rector as $R + z$ and the acceleration gravity as $g(z) = GR^2/(R + z)^2$. In our new hypotheses the divergence of velocity, χ, assumes the following expression, containing a corrective term $2w/(R+z)$.

$$\chi(z,\vartheta,\Phi) = \frac{1}{(R+z)\operatorname{sen}\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}(u\operatorname{sen}\vartheta) + \frac{1}{(R+z)\operatorname{sen}\vartheta}\frac{\partial v}{\partial\Phi} + \frac{\partial w}{\partial z} + 2\frac{w}{R+z}. \qquad [1]$$

1.2. – If we use the expression [1] of χ, and indicate as $Gc_vQ/\boldsymbol{R}$ the amount of heat received per unit time per unit mass by an element of gas of fixed mass, the fundamental equations, are the equation of state

$$\bar{p} = \boldsymbol{R}\,\bar{T}\,\bar{\varrho} \qquad [2]$$

the continuity equation

$$\frac{D\bar{\varrho}}{Dt} = -\bar{\varrho}\chi \qquad [3]$$

and the equation expressing the thermal balance

$$\bar{\varrho} Q G = \gamma \bar{p} \chi + \frac{D\bar{p}}{Dt} \qquad [4]$$

If: (*i*) we remember that $\bar{p} = p_0 + p$, $\bar{\varrho} = \varrho_0 + \varrho$, $\bar{T} = T_0 + T$ and neglect the second order terms of the quantities p, ϱ, T, χ; (*ii*) Q is of the same order of χ; (*iii*) we assume a time factor $e^{i\sigma t}$; (*iv*) the ellipticity of the Earth is negligible; (*v*) the vertical acceleration is negligible; then the above equations [3] and [4] may be written as follows:

$$i\sigma\varrho + w\frac{d\varrho_0}{dz} + \varrho_0\chi = 0 \qquad [5]$$

$$G\varrho_0 Q = i\sigma p - wg\varrho_0 + \gamma p_0 \chi\ ; \qquad [6]$$

this last equation may assume the different form

$$G\,Q/R = i\sigma T + w\frac{dT_0}{dz} + (\gamma - 1)\,T_0\chi\,. \qquad [7]$$

In the same hypotheses, the equations of motion assume the form

$$i\sigma u - 2\,\omega v\cos\vartheta = -\frac{1}{(R+z)}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega\right) \qquad [8]$$

$$i\sigma v + 2\,\omega u\cos\vartheta = -\frac{1}{(R+z)\,\mathrm{sen}\,\vartheta}\frac{\partial}{\partial\Phi}\left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega\right) \qquad [9]$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\varrho - \varrho_0\frac{\partial\Omega}{\partial z}\,. \qquad [10]$$

Concerning the tide-producing potential Ω, its dependence on height z may be written (5) in the form $\Omega \propto (R+z)^2/R^2$.

If equation [6] is differentiated and use made of equations [5] and [10], we can write

$$\frac{\partial w}{\partial z} = (1-\gamma)\,\chi + \gamma H\frac{\partial\chi}{\partial z} - \frac{G}{g\varrho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\varrho_0 Q) + 2\frac{w}{R+z} + \qquad [11]$$
$$-\frac{i\sigma}{g}\frac{\partial\Omega}{\partial z}\,.$$

If the expressions of u and v deduced from [8] and [9] are now substituted in [1], we obtain the fundamental equation

$$\chi - \frac{\partial w}{\partial z} - 2 \frac{w}{R+z} = \frac{i \sigma}{4 \omega^2 (R+z)^2} F \left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega \right) \qquad [12]$$

where F is the differential operator

$$F = \frac{1}{\operatorname{sen} \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[\frac{\operatorname{sen} \vartheta}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} - i \frac{\operatorname{cotg} \vartheta}{f} \frac{\partial}{\partial \Phi} \right) \right] + \frac{1}{f^2 - \cos^2 \vartheta} \left[\frac{i \operatorname{cotg} \vartheta}{f} \frac{\partial^2}{\partial \vartheta \partial \Phi} + \frac{1}{\operatorname{sen}^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} \right].$$

We now differentiate equations [11] and [12] with respect to z, then add the equations that we obtain and rearrange their terms, neglecting those containing $\frac{w}{(R+z)^2}$, $\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}$, $\frac{\partial g}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial z}$, $\frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2}$, which are of the second order with respect to $1/(R+z)$ or $1/R$.

If we make appropriate substitutions, the resultant equation may be written as follows

$$\gamma H \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \gamma \left(\frac{dH}{dz} - 1 \right) \frac{\partial \chi}{\partial z} - \frac{2}{R+z} \left[-2 \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{i \sigma}{4 \omega^2 (R+z)^2} F \left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{(R+z)^2}{R^2} \left[-\frac{\partial Q}{\partial z} + \frac{Q}{H} \left(1 + \frac{dH}{dz} \right) \right] \right\} + \frac{i \sigma}{4 \omega^2 (R+z)^2} F \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega \right) \right] = 0 . \qquad [13]$$

The main difference in the above equation with respect to that obtained by Wilkes, is the presence of a term which containes a factor $2/(R+z)$.

By making use of equations [6] and [12] in the equation [13] we may thus write the equation

$$\gamma H \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \gamma \left(\frac{dH}{dz} + 1 \right) \frac{\partial \chi}{\partial z} + \frac{1}{4 \omega^2 (R+z)^2} F \left[g \left(1 - \gamma - \gamma \frac{dH}{dz} + 2 \frac{H}{R+z} \right) \chi \right] - \frac{2}{R+z} \left[\chi - 3 \frac{\partial w}{\partial z} - 2 \frac{w}{R+z} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{(R+z)^2}{R^2} \left[-\frac{\partial Q}{\partial z} + \frac{Q}{H} \left(1 + \frac{dH}{dz} \right) \right] \right\} + \frac{1}{4 \omega^2 (R+z)^2} F \left[G Q \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{H} \frac{dH}{dz} - \frac{2}{R+z} \right) \right] = 0 . \qquad [14]$$

We at once see that if $Q = 0$ and with the same approximations, our equations [13] and [14] are equivalent to equation [11] of I. Concerning the supplementary terms with respect to the corresponding equation of Wilkes, we see that in our approximation we can neglect the term in w which is of the second order in $\frac{1}{R+z}$; on the order hand, the term in $\frac{\partial w}{\partial z}$ may be eliminated if appropriate use of equation [11] is made.

1.3. – We now put

$$\left.\begin{aligned} \chi(z, \vartheta, \Phi) &- \chi(z)\, \psi(\vartheta, \Phi) \\ Q(z, \vartheta, \Phi) &= q(z)\, \psi(\vartheta, \Phi) \\ \Omega(z, \vartheta, \Phi) &= \Omega(z)\, \psi(\vartheta, \Phi) \\ \tau &= \frac{1}{R} \end{aligned}\right\} \qquad [15]$$

Thus in the equation [14] we can separate the variables z and (ϑ, Φ); if we retain only the terms of order zero and one with respect to the parameter τ, we obtain the final equations in χ and ψ

$$F(\psi) + 4\,\frac{R^2 \omega^2}{G h}\,\psi = 0 \qquad [16]$$

and

$$\begin{aligned} &\gamma H \frac{d^2 \chi}{d z^2} + \gamma\left(\frac{dH}{dz} - 1 + 6\tau H\right)\frac{d\chi}{dz} + \left\{\gamma \frac{dH}{dz} + \right. \\ &\left. + \gamma - 1 + 2\tau\left[2h - \gamma H - 3\gamma h - 2z\left(\gamma \frac{dH}{dz} + \gamma - 1\right)\right]\right\}\frac{\chi}{h} + \\ &- \frac{q}{H h}\left(1 + \frac{dH}{dz}\right) + 2\tau \frac{q}{H h}\left[H + \left(z + 4h\right)\left(1 + \frac{dH}{dz}\right)\right] + \\ &- 8\tau \frac{dq}{dz} + \left\{\frac{d}{dz}\left[\frac{q}{H}\left(1 + \frac{dH}{dz}\right)\right] - \frac{d^2 q}{dz}\right\}(1 + 2\tau z) = 0 \qquad [17] \end{aligned}$$

where h is a constant of separation of the variables.

The equation [16] is the same considered by Wilkes and the other authors who have elaborated the tidal theory.

Its solution can be written [3] in the form

$$\psi(\vartheta, \Phi) = \Theta(\vartheta)\, e^{is\Phi} \qquad [18]$$

where s is an integer, provided that the separation constant h has certain discrete values h_r $(r = 1, 2, \ldots)$ depending on s and σ. The equation [17] instead obviously coincides with the classical equation if we put $\tau = 0$.

Now the new expressions of the velocity components u, v, w, and of p/ϱ_0, which reduce to the classical expressions as we put $\tau = 0$, are the following

$$\frac{p}{\varrho_0} = -\Omega(1 + 6h\tau) - i\,\frac{Gh}{\sigma}\left[\gamma\left(-\chi + H\frac{d\chi}{dz}\right) + \frac{q}{H}\left(1 + \frac{dH}{dz}\right) + \right.$$
$$\left. - \frac{dq}{dz} - 2i\,\frac{Gh}{\sigma}\,\tau\right\}\gamma\left[(2H - 2h - z)\chi + H(z + 2h)\frac{d\chi}{dz}\right] +$$
$$+ \frac{q}{H}\left[2h - 3H + 2z + 2(h + z)\frac{dH}{dz}\right] - 2(z + h)\frac{dq}{dz}\Big\}\,\Theta(\vartheta)\,e^{is\Phi}\,e^{i\sigma t}. \qquad [19]$$

$$u = \frac{i\sigma}{4\omega^2(R + z)(f^2 - \cos^2\vartheta)}\left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega\right)\left(\frac{d}{d\vartheta} + \frac{s\,\mathrm{cotg}\,\vartheta}{f}\right)\Theta(\vartheta)\,e^{is\Phi}\,e^{i\sigma t} \qquad [20]$$

$$v = -\frac{\sigma}{4\omega^2(R+z)(f^2 - \cos^2\vartheta)}\left(\frac{p}{\varrho_0} + \Omega\right)\left(\frac{\cos\vartheta}{f}\frac{d}{d\vartheta} + \frac{s}{\mathrm{sen}\,\vartheta}\right)\Theta(\vartheta)\,e^{is\Phi}\,e^{i\sigma t} \qquad [21]$$

$$w = -\frac{i\sigma\Omega}{G}(1 + 2\tau z + 6\tau h) + h\left[\gamma\left(\frac{H}{h} - 1\right)\chi + \gamma H\frac{d\chi}{dz} + \right.$$
$$\left. + q\left(\frac{1}{H} + \frac{1}{H}\frac{dH}{dz} - \frac{1}{h}\right) - \frac{dq}{dz}\right] + 2h\tau\Big\{2\gamma\Big[(H - h - z)\chi +$$
$$+ H(z + h)\frac{d\chi}{dz}\Big] + \frac{q}{H}\left[2h - 3H + z\left(3 - \frac{H}{h}\right) + (2h + 3z)\frac{dH}{dz}\right] +$$
$$- (2h + 3z)\frac{dq}{dz}\Big\}\,\Theta(\vartheta)\,e^{is\Phi}\,e^{i\sigma t}. \qquad [22]$$

If we write Θ^s_r and χ^s_r the expressions of $\Theta(\vartheta)$ and $\chi(z)$ corresponding to the value h_r of h, the general solution χ of the equation [14], including the time factor, is, in form of a double series

$$\chi(z, \vartheta, \Phi) = \Sigma_{rs}\,A_{rs}\,\chi^s_r(z)\,\Theta^s_r(\vartheta)\,e^{\,i(s\Phi + \sigma t)} \qquad [23]$$

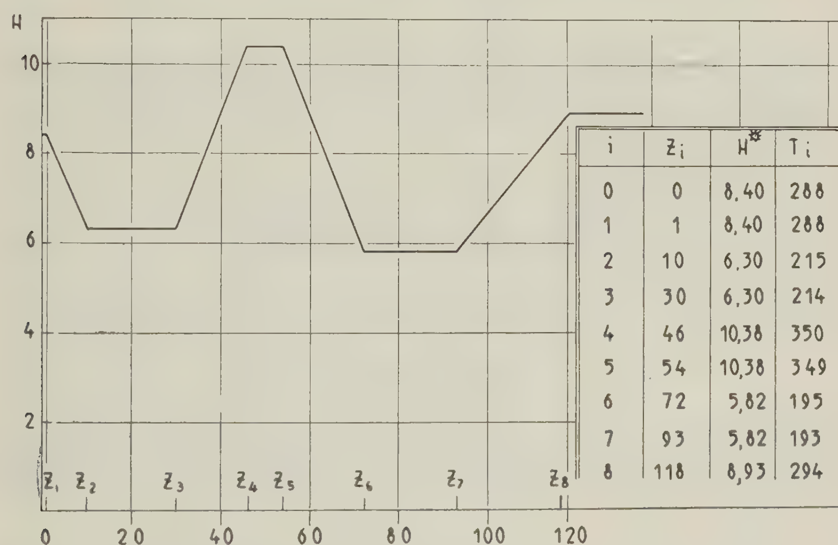
where A_{rs} are constant coefficients.

1.4. – The tidal equation [17] is of the second order, so that the necessary boundary conditions are two: one obvious condition is that the vertical velocity component $w(z)$ vanishes on the ground; the second condition is that either that the total energy in the tidal wave has a finite value (6) or that at high level, just below the region where the energy is finally

absorbed, the direction of propagation must be upwards (3); the physical meaning of this last condition (radiation condition) is that, in effect, the upper atmosphere absorbs the tidal energy flux from the ground, without reflecting it.

2. – *The solution of the tidal equation*

2.1. – We shall study separately both the cases of gravitational and thermal oscillations, assuming a height variation of the scale height H, indicated in fig. 1. We do not consider other different height variations of H, because many results on this aspect of the problem have



i	z_i	H^*	T_i
0	0	8.40	288
1	1	8,40	288
2	10	6,30	215
3	30	6,30	214
4	46	10,38	350
5	54	10,38	349
6	72	5,82	195
7	93	5,82	193
8	118	8,93	294

Fig. 1. – Height variation of the scale height H. The quantities H and z are in km; the temperatures T_i are in °K.

already been given by Jacchia and Kopal (7). The model of the atmosphere of fig. 1 is the linear approximation of the most satisfactory profile obtained by these authors. An interesting point is that our assumptions H = a constant or H = a linear function of z are not the same as T = a constant and T = a linear function of z, because $H = RT_0/g$, so that, for example the hypotheses H = a constant is equivalent to the other $T_0 \propto g = G(1 - 2\tau z)$, *i. e.* to a very slight linear height variation of the temperature.

We study the resonance spectrum of the atmosphere at ground level and the height variation of the pressure oscillation for the cases $\tau = 0$ and $\tau \neq 0$.

In the above particular model of the atmosphere, the fundamental equation [17] may be written in the form

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d^2\chi}{dz^2} + a\frac{d\chi}{dz} + (b + cz)\chi = L(z) \quad \text{for } H = \text{a constant} \\ &\frac{d^2\chi}{dz^2} + \frac{A + B(z - z_i)}{1 + C(z - z_i)}\frac{d\chi}{dz} + \\ &\quad + \frac{D + Ez}{1 + C(z - z_i)}\chi = L(z) \qquad \text{for } H = H^* - \beta(z - z_i) \end{aligned}\right\} \qquad [24]$$

where $L(z)$ is the known term and $H^* = H(z = z_i)$.

The algebraic expressions of the constants a, b, c, A, B, C, D, E, whose numerical values are different in the different height intervals are given in the appendix **A.1**.

Concerning the known term $L(z)$, we see from equation [17] that it is determined if we assume the analytical expression of $q(z)$. The more general case is that of an arbitrary height variation of $q(z)$; however, the heating and cooling effect is effective only in a thin layer above the ground level, so that we can consider some simple expression of $q(z)$; we put

$$q(z) = q_0 e^{-kz} \qquad [25]$$

where the coefficient k is (in km^{-1}) of the order of some units, so that the function $q(z)$ is practically different from zero only near the ground, in the height interval $0 - z_1$. In the following we put, then:

$$\left.\begin{aligned} &q(z) = q_0 e^{-kz} \qquad \text{for } z < z_1 \ (H = \text{a constant}) \\ &q(z) = 0 \qquad \text{for } z \geqslant z_1 \end{aligned}\right\} \qquad [26]$$

If use of [26] is made, we obtain for $z < z_1$ the following espression of the known term $L(z)$

$$L(z) = q_0(\mu + \nu z)e^{-kz} \qquad [27]$$

where we have put

$$\left.\begin{aligned} &\mu = \frac{1}{\gamma H}\left[\frac{k}{H} + k^2 + \frac{1}{hH} - 2\tau\left(4k + \frac{4}{H} + \frac{1}{h}\right)\right] \\ &\nu = 2\tau\frac{1}{\gamma H}\left(\frac{k}{H} + k^2 - \frac{1}{hH}\right). \end{aligned}\right\} \qquad [28]$$

For atmospheric levels $z \geqslant z_1$, on the other hand, we put $L(z) \equiv 0$.

A solution of equation [24] has to be found for which, corresponding to each height z_i, both $\chi(z)$ and $\frac{d\chi}{dz}$ must be continuous.

2.2. – *The case of purely gravitational oscillations.* The solution of equation [24] for the particular case $L(z) \equiv 0$ can be written in the form

$$\chi(z) = a\,\chi^*(z) \qquad [29]$$

where $\chi^*(z)$ is the particular solution for which

$$\chi^*(z_s) = 1\,. \qquad [30]$$

If use is made of the condition $w_{z=0} = 0$, the integration constant a may be evaluated: neglecting terms of order τ^2 and writing Ω_0 for $\Omega(0)$, it has the form

$$a = \frac{i\sigma\Omega_0}{\gamma G h}\,\frac{1 + 2\tau h}{\left(\frac{H}{h} - 1\right)\chi^*_{z=0} + H\left(\frac{d\chi^*}{dz}\right)_{z=0}}\,. \qquad [31]$$

The second boundary condition is that, for $z \geqslant z_s$, the solution $\chi(z)$ satisfies the first equation [24], obviously with $L \equiv 0$, being continuous with its first derivative (see appendix **A.2**).

From the physical point of view, we are chiefly interested in ascertaining the pressure oscillation at ground level (or at some other level); in effect, we may write

$$p = -p_0\,\frac{\Omega_0}{Gh}\,\frac{1 + 2\tau h}{\left[\left(\frac{H}{h} - 1\right)\chi^*_0 + H\left(\frac{d\chi^*}{dz}\right)_0\right]}\,\chi^*_0 = P e^{i\varphi} = -\Omega_0\varrho_0\lambda \qquad [32]$$

where the quantity λ is the "resonance magnification". We have calculated the resonance spectrum as a function of the parameter h, for $\tau = 0$ and $\tau \neq 0$; precisely, in fig. 2, we show the diagrams of the quantity $10 \log_{10} | p$ and of the phase-angle φ of p; for the tide-producing potential at the ground, we have assumed $\Omega_0 = 10^4$ C.G.S. As an effect of considering the height variation of g and of the radius vector, the resonance spectrum exhibits a slight shift to the right; the resonance occurs for $h = h_1 = 7.955$ when $\tau = 0$ and for

$h = h_2 = 7.843$, instead, when $\tau \neq 0$. The corresponding variation of the resonance period is (7) from 11.96 to 12.01 hours, *i. e.* about three minutes.

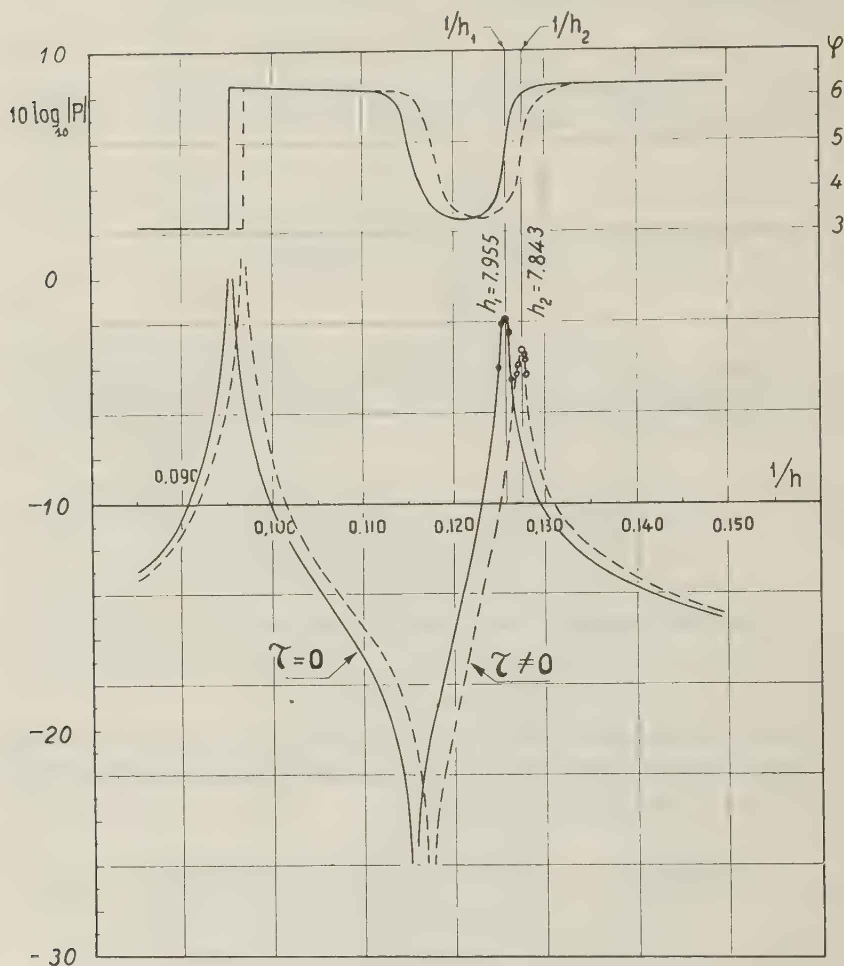


Fig. 2. – The resonance spectra at ground level. The pressure oscillation p is in mm$_{Hg}$; the phase-angle φ in radiants; the parameter h in km.

The second resonance period also slightly increases from 10.88 to 10.94 hours, *i. e.* about three minutes.

The resonance amplitude of p at ground level for $\tau \neq 0$ is approximately 1.5 times smaller than for $\tau = 0$. Such a remarkable difference is not surprising, for the very reason that one is concerned with a reso-

nance phenomenon; on the other hand, also the numerical results of Jacchia and Kopal clearly indicate that even small differences in the model atmosphere give remarkable differences in the resonance magnification. A more important feature, of which we must take account, is the following: for values of h, greater than h_1 and smaller than h_2, the phase angles φ in the two cases $\tau = 0$ or $\tau \neq 0$ are very different in consequence, for a given model atmosphere, we may obtain opposite signs of p/p_0 in either case. This fact may have important effects in the practical application of tidal theory, *i. e.* in the interpretation of experimental data.

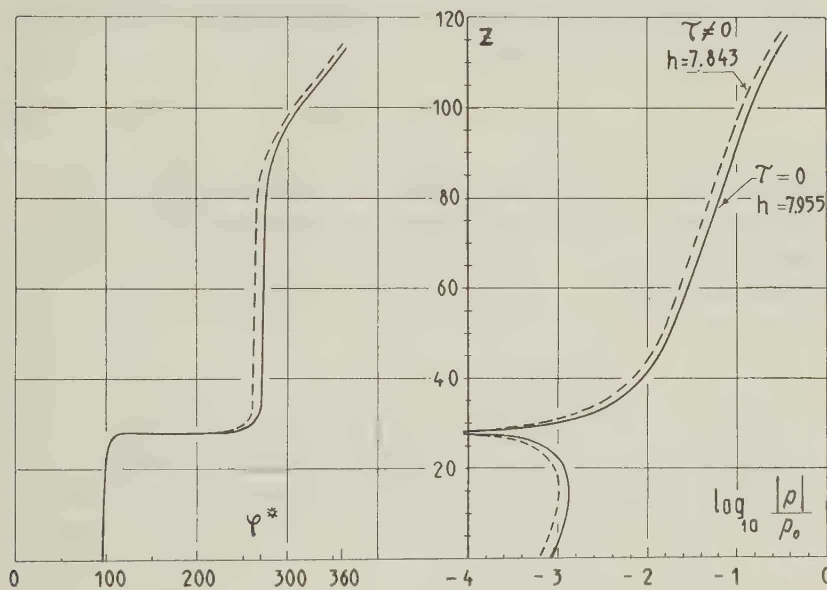


Fig. 3. – The height variation of $\log_{10} \dfrac{|p|}{p_0}$ and φ^*. The phase-angle φ^* is in degrees; the height z in km.

Concerning the height variation of the resonance magnification, we see from fig. 3 that the ratio of the amplitudes in the two cases is approximately constant. With regard to the phase φ^*, the greatest difference between the two cases is about 10°; however, notwithstanting such a slight difference, there is the important feature that the phase-angle φ^* has the value 270° at considerably different heights: at about 35 km if $\tau = 0$

and at about 80 km if $\tau \neq 0$. Such a feature may be more clearly seen if one draws the diagram of the real part of $\frac{p}{p_0}$ (which is the effective value of $\frac{p}{p_0}$ at time $t = 0$). In other words the nodal point of the pressure oscillation occurs at remarkably different heights, in the two cases.

2.3. – *The case of purely thermal oscillations.* In $\eta(z)$ is a solution, in the interval $0 \leqslant z \leqslant z_1$, of the equation [24] satisfying the conditions $\eta(z) \equiv \left(\frac{d\eta}{dz}\right) \equiv 0$ for $z \geqslant z_1$ (appendix **A**.**3**) and $\bar{\chi}(z)$ is the solution [29] for the gravitational case, we can write the general, non homogeneous, solution $\chi(z)$ in the form

$$\chi(z) = \bar{\chi}(z) + \eta(z) \qquad [33]$$

which automatically satisfies the boundary condition at $z = z_8$.

We are studying the pure thermal oscillations, so that in the expressions of w, p, etc. we may esclude the term depending on the gravitational potential $\Omega(z)$.

Application of the condition $w = 0$, neglecting terms of order τ^2, gives

$$\left[\left(\frac{H}{h} - 1\right)\bar{\chi}_0 + H\left(\frac{d\bar{\chi}}{dz}\right)_0\right] = -\left[\left(\frac{H}{h} - 1\right)\eta_0 + H\left(\frac{d\eta}{dz}\right)_0\right] + \frac{q_0}{\gamma}\left(\frac{1}{h} - \frac{1}{H} - k + 2\tau\right). \qquad [34]$$

If use is now made of [31] and [29], we may replace the left hand term of the above expression by the term $\frac{i\sigma\Omega_0}{\gamma G h}(1 + 2\tau h)$, so that we finally obtain the following expression connecting q_0 and Ω_0

$$q_0 = i\sigma\Omega_0 \frac{1 + 2\tau h}{Gh\left[\left(\frac{1}{h} - \frac{1}{H} - k + 2\tau\right) - \gamma\left(\frac{H}{h} - 1\right)M_0 - \gamma H\left(\frac{dM}{dz}\right)_0\right]} \qquad [35]$$

From the above expression we may draw the graphs of q_0 as a function of the parameter h; the function $M(z)$ is defined in Appendix **A.3.**

Concerning the pressure oscillation p' at ground level, if use is made of [32] and [35] we may write

$$p' = p \left\{ 1 - \frac{(1 - \gamma H M_0)(1 + 2\tau h)}{\lambda h \left[\frac{1}{h} - \frac{1}{H} - k + 2\tau - \gamma \left(\frac{H}{h} - 1 \right) M_0 - \gamma H \left(\frac{dM}{dz} \right)_0 \right]} \right\} = -\Omega_0 \varrho_0 \lambda' \quad [36]$$

where p and λ are those given in [32] and the quantity λ' is the new "resonance magnification" factor, which has to be compared with the corresponding λ we have obtained in **2.2**. By easy calculation, we may see that the above results are the same as those of Wilkes, if appropriate sustitutions are made with $\tau = 0$.

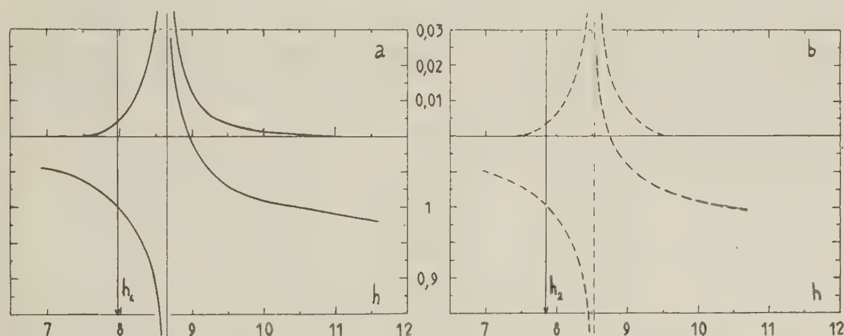


Fig. 4. – Dependence of the ratio λ'/λ (lower diagrams) and of its phase-angle (upper-diagrams) on the parameter h, respectively when $\tau = 0$ (case a) and $\tau \neq 0$ (case b). The parameter h is in km and the phase-angle in radiants.

The physical meaning of the equation [36] is that if λ is small, then the purely thermal pressure oscillation p' may be considerably different from the corresponding value p of the gravitational case; however, when λ is great, *i. e.* in the effective case corresponding to the resonance, the term $\{\ldots\}$ in [36] is very close to ûnity, so that in effect the pure thermal oscillations are substantially identical with the pure gravitational oscillations. Such a conclusion is confirmed by figs. 4 *a* and *b*, which show the values and the phase angles of the ratio λ'/λ. The relative shift of the diagrams in the cases $\tau = 0$ and $\tau \neq 0$ is as might have been expected from the resonance spectra of fig. 2.

Equation [35] gives us the amplitude q_0, corresponding to any value of Ω_0, of the heat transfer which produces approximately the same pressure oscillation determined by a gravitational potential whose value at ground level is just Ω_0.

2.4. – *The temperature oscillation* – The theoretical and numerical results of the foregoing sections allow us to write the height dependence of the temperature oscillation T; in the following, we are interested in the evaluation of the orders of magnitude so that, for the sake of simplicity, we at once assume $\tau = 0$. If use is made of equation [7], we obtain

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{i\sigma}\left[\frac{Gq}{RT_0} - \frac{w}{T_0}\frac{dT_0}{dz} - (\gamma - 1)\,\chi\right] = \left|\frac{T}{T_0}\right| e^{i\xi} . \qquad [37]$$

If $h = 7.955$ and $z = 0$ (ground level) we have $T = 0.071\ e^{i\,1.698}$ °C and $T = 0.091\,e^{i\,2.17}$ °C, respectively for simple gravitational and simple thermal oscillations. In a similar manner, in the tropopause, where we may consider $\dfrac{dT_0}{dz} = 0$, we obtain, with $T_0 = 288$ °K, the following values

z (km)	$\lvert T \rvert$ (°C)	ξ
10	0.0446	1.756
20	0.0968	4.69
30	0.678	4.76

These numerical results indicate that the amplitude of the semidiurnal temperature oscillation is of the order of tenths of a Celsius (or a Kelvin) degree, both at ground level and in the tropopause; however it is quickly increasing with the height z.

3. – *Concluding remarks.*

The results we have obtained allow us to conclude that the assumption of the effective height variation of the gravity acceleration and of the Earth's radius vector implies some important refinement of the tidal theory. As concerns its application to practical cases, such refinements may lead to considerable differences in the interpretation of experimental data (for example metereological or cosmic ray data), if we assume $\tau \neq 0$ or $\tau = 0$. On the other hand, the difference in the calculated values of the parameter h corresponding to the resonance implies that the construction of a more refined model atmosphere requires the use of the tidal theory in the actual form.

Aknowledgments. – The resolution of the tidal equation has been made by the Electronic Computer of the Istituto Nazionale per le Applicazioni del Calcolo; I am greatly indebted to dr. W. Gross for his careful assistance and helpful discussions.

Appendix **A.1**. – The algebraic expression of the constants in the equation [24] are the following

$$a=-\frac{1}{H^*}+6\tau \quad ; \quad b=\frac{\gamma-1}{\gamma h H^*}+2\tau\left(\frac{2}{\gamma H^*}-\frac{3}{H^*}-\frac{1}{h}\right) \quad ; \quad c=4\tau\frac{1-\gamma}{\gamma h H^*} \quad ;$$

$$A=\frac{\beta-1}{H^*}+6\tau \quad ; \quad B=6\tau\frac{\beta}{H^*} \quad ; \quad C=\frac{\beta}{H^*} \quad ;$$

$$D=\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}+\beta\right)\frac{1}{hH^*}+2\tau\left(\frac{2}{\gamma H^*}-\frac{3}{H^*}-\frac{1}{h}\right) \quad ; \quad E=-\frac{2\tau}{hH^*}\left(2\frac{\gamma-1}{\gamma}+3\beta\right).$$

Appendix **A.2**. – We put

$$\varkappa = \left|b-\frac{1}{4}a^2+cz_8\right|^{1/2}$$

$$\delta = \frac{2}{3\,|c|}\varkappa^3$$

$$y = \frac{2}{3\,|c|}\left|b-\frac{1}{4}a^2+cz\right|^{3/2}$$

where a, b, c are the constants of equation [24] relative to the heights $z \geqslant z_8$

Then a solution of the first equation [24], may easily be expressed by modified Bessel functions of the second kind as follows

$$\chi^*=\beta_1 e^{-\frac{a}{2}z}y^{1/3}K_{1/3}(y) \qquad \text{if } b-\frac{1}{4}a^2+cz_8<0$$

or, by Bessel functions of the third kind,

$$\chi^*=\beta_2 e^{-\frac{a}{2}z}y^{1/3}i^{-5/6}H^{(2)}_{1/3}(y) \qquad \text{if } b-\frac{1}{4}a^2+cz_8>0$$

The constants β_1 and β_2 have values which satisfy the condition [30], *i. e.* $\chi^*(z_8)=1$. The second boundary condition is instead expressed in the form

$$\left(\frac{d\chi^*}{dz}\right)_{z_8}=-\frac{a}{2}-\varkappa\frac{K_{2/3}(\delta)}{K_{1/3}(\delta)}$$

or, respectively,

$$\left(\frac{d\chi^*}{dz}\right)_{z_s} = -\frac{a}{2} + i^{2/3}\,\varkappa\,\frac{H^{(2)}_{2/3}(\delta)}{H^{(2)}_{1/3}(\delta)}$$

Appendix **A.3**. – The function $\eta(z)$ satisfying the conditions

$$\eta(z) = \left(\frac{d\eta}{dz}\right) = 0 \qquad \text{for } z \geqslant z_1$$

may be found as follows.

We put

$$x = \left(k - \frac{a}{2}\right)(z_1 - z)$$

$$\eta(z) = q_0\, M(z) = q_0\, m\, e^{-k z_1 - \frac{a}{2}(z - z_1)}\ \Psi(x) \qquad \text{for } z < z_1$$

with $m = \dfrac{\mu + \nu z_1}{k^2 - a\,k + b + cz_1}$ and μ, ν given by equations [28].

If moreover we put

$$s = \frac{\left| b - \frac{1}{4}\, a^2 + cz_1 \right|^{1/2}}{k - \frac{a}{2}} \quad ; \qquad l = \frac{\nu}{(\mu + \nu z_1)\left(k - \frac{a}{2}\right)} \; ;$$

$$r = \frac{c}{(k^2 - a\,k + b + cz_1)\left(k - \frac{a}{2}\right)} \; ; \qquad \varepsilon = \text{the sign of} \left(b - \frac{1}{4}\, a^2 + cz_1\right)$$

we have to find the function $\Psi(x)$ for which

$$\frac{d^2\,\Psi}{d\,x^2} + \varepsilon\, s^2\, \Psi - r\,(1 + \varepsilon\, s^2)\, x\, \Psi = (1 + \varepsilon\, s^2)\,(1 - l\,x)\; e^x \,.$$

The parameter r is very small, so that the equation may be solved by the perturbation method, putting

$$\Psi(x) = \Psi(x) + r\,\Psi(x)$$

The initial conditions of $\eta(z)$ may be written in the form

$$\bar\Psi(0) = \Psi'(0) = \bar\Psi(0) = \Psi'(0) = 0 \quad \text{for } z \geqslant z_1 \,.$$

One can easily express the function Ψ in the form

$$\bar\Psi(x) = \left(1 + \frac{2\,l}{1 - s^2} - l\,x\right) e^x - \left(1 + \frac{2\,l}{1 - s^2}\right) \cosh s\,x \, +$$

$$- \frac{1}{s}\left(1 + l\,\frac{1 + s^2}{1 - s^2}\right) \operatorname{senh}\, s\,x$$

if $\varepsilon = -1$; the corresponding expression of $\bar{\Psi}(x)$ for the case $\varepsilon = +1$ is obtained by substituting is in the place of s in the above expression.

The function $\bar{\bar{\Psi}}$ has instead the form

$$\bar{\bar{\Psi}}(x) = \left\{ x - \frac{2}{1-s^2} - l\left[x^2 - \frac{6}{1-s^2}x + 2\frac{5+s^2}{(1-s^2)^2}\right]\right\} e^{x} +$$

$$+ \frac{2}{1-s^2}\left(1 + l\frac{5+s^2}{1-s^2}\right)\cosh sx + \frac{1}{s}\frac{1+s^2}{1-s^2}\left(1 + 4\frac{l}{1-s^2}\right)\operatorname{senh} sx +$$

$$- \frac{1}{4s^3}\left(1 + 2\frac{l}{1-s^2}\right)(s^2x^2 \operatorname{senh} sx - sx\cosh sx + \operatorname{senh} sx) +$$

$$- \frac{x}{4s^3}\left(1 + l\frac{1+s^2}{1-s^2}\right)(sx\cosh sx - \operatorname{senh} sx)$$

if $\varepsilon = -1$; the quantity s has again to be substituted by is if $\varepsilon = +1$.

ABSTRACT

In this paper, we reconsider the general theory of atmospheric tidal oscillations, assuming the correct height variation of the Earth's radius vector R and of the acceleration of gravity g. The fundamental tidal equation is solved separately for the case of purely gravitational and purely thermal oscillations. In the condition of resonance the pressure oscillation p is substantially identical in the two cases; with respect to the classical case of constant R and g the resonance period in our generalized case is some minutes greater than the period calculated by Wilkes and the resonance spectrum, as a whole, exhibits a slight shift.

Concerning the amplitude of p it is approximately 1.5 times smaller than in the case of Wilkes; an important feature is that the height of the nodal point of the pressure oscillation p, i. e. the height at which the sign of p is changed, is considerably greater in our case (∼ 80 km) than in the Wilkes case (∼ 35 km).

RIASSUNTO

In questo lavoro si considera in forma generale la teoria delle oscillazioni di marea della atmosfera, di origine sia gravitazionale sia termica, assumendo la corretta variazione con la quota della accelerazione di gra-

vità g e del raggio vettore R. La equazione fondamentale che descrive il fenomeno di marea viene risolta separatamente nei due casi di oscillazioni puramente gravitazionali e di oscillazioni puramente termiche, per un modello di atmosfera (fig. 1) ottenuto approssimando con tratti lineari la effettiva variazione con la quota della scala delle altezze H.

Rispetto al caso classico che g ed R non variino con la quota, si constata nel caso puramente gravitazionale un aumento del periodo di risonanza della atmosfera di qualche minuto; la ampiezza di risonanza al suolo è invece circa 1.5 volte inferiore; il più notevole effetto è tuttavia un notevole innalzamento, da circa 35 a circa 80 km. della quota a cui la oscillazione di pressione cambia di segno. Risultati sostanzialmente analoghi valgono per la oscillazione di origine puramente termica, in quanto in condizioni di risonanza le oscillazioni della pressione nei due casi tendono a identificarsi.

Si calcola infine la ampiezza di oscillazione della temperatura prodotta dalla oscillazione di pressione e si trova che essa è dell'ordine dei decimi di grado centigrado, in accordo con le indicazioni sperimentali.

REFERENCES

(1) Mariani F., *Ann. Geofis.*, **10**, 211 (1957).

(2) Weekes K., Wilkes M. V., *Proc. Roy. Soc.*, **A 192**, 80 (1948).

(3) Wilkes M. V., *Oscillations of the Earth's Atmosphere*, Cambridge 1949.

(4) — *Proc. Roy. Soc.*, **A 207**, 358 (1951).

(5) Lamb H., *Hydrodinamics*, p. 358, Cambridge 1932.

(6) Pekeris C. L., *Proc. Roy. Soc.* **158**, 650 (1937).

(7) Jacchia L. G., Kopal Z., *J. Met.* **9**, 13 (1952).

Sulla consistenza della determinazione dei numeri caratteristici dei flocculi di calcio

G. Godoli

ricevuto il 3 novembre 1959

1. – È noto come nel congresso dell'Unione Astronomica Internazionale tenutosi a Leida nel 1928 venisse raccomandato di stimare l'attività globale dei flocculi e dei filamenti solari con i numeri caratteristici che, in una scala da 0 a 5, dovevano rappresentare sinteticamente sia l'area che l'intensità dei fenomeni ([1,2]).

Abbiamo già parlato in questa sede delle vicissitudini che la pubblicazione di questi indici ha subito ([1]). Recentemente, in seguito a ricerche eseguite all'Osservatorio di Arcetri ([1,3,4]), è stata riconosciuta l'utilità di continuare la pubblicazione di questi indici, anche per quei fenomeni per cui si effettuano misure più dettagliate. Si hanno infatti indizi che stime dell'attività globale con i numeri caratteristici e misure di area offrano informazioni diverse, almeno per quanto riguarda l'attività dei flocculi di calcio ([4]).

L'Osservatorio di Arcetri ha ripreso la pubblicazione dei numeri caratteristici dal 1950. Annualmente vengono pubblicati in questa sede i valori giornalieri e le medie mensili ed annuali dei numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno determinati ad Arcetri ([5]). Per il periodo 1942-1949 sono state pubblicate, sempre in questa sede ([1]), solo le medie mensili dei numeri caratteristici dei tre fenomeni determinati ad Arcetri. Precedentemente, i valori giornalieri e le medie mensili, semestrali ed annuali dei numeri caratteristici dei tre fenomeni determinati ad Arcetri sono stati pubblicati, insieme alle determinazioni eseguite negli altri Osservatori, nel bollettino « Character figures of solar phenomena » che dal 1939 ha preso il nome di « Quarterly bulletin on solar activity ».

Dal 1948 anche l'Osservatorio di Tokio ha pubblicato fra l'altro nel suo « Bulletin of solar phenomena » i valori giornalieri e le medie mensili dei numeri caratteristici dei flocculi di calcio ([6]).

Recentemente anche l'Osservatorio di Ikomasan, dell'Università di Kyoto, ha pubblicato un volume di osservazioni solari nel quale sono riportati fra l'altro i valori giornalieri e le medie mensili dei numeri caratteristici dei flocculi di calcio per il periodo Settembre 1946-Dicembre 1954 (7).

Avendo a disposizione questo materiale abbiamo creduto opportuno eseguire un confronto fra le determinazioni di numeri caratteristici dei flocculi di calcio effettuate ad Arcetri, ad Ikomasan e Tokio soprattutto allo scopo di valutarne la consistenza.

2. – Nella Tabella I sono riportate le medie mensili, semestrali ed annuali dei numeri caratteristici determinati ad Arcetri, Ikomasan, Tokio. Le medie sono state calcolate per i giorni in cui la determinazione era stata effettuata sia ad Arcetri che ad Ikomasan oppure sia ad Arcetri che a Tokio. I numeri in corsivo sotto le medie indicano il numero di giorni di osservazione.

La Tabella è illustrata dai grafici di figg. 1-9. Nei grafici di figg. 1 e 2 sono riportati i confronti fra le medie mensili di Arcetri e quelle di Ikomasan e Tokio. Nel grafico di fig. 3 sono riportati l'andamento dei rapporti fra le medie mensili di Ikomasan e Tokio e quelle di Arcetri.

I grafici di figg. 4-6 e 7-9 hanno analogo significato per le medie semestrali e quelle annuali.

3. – L'esame della Tabella e dei grafici permette di trarre le seguenti conclusioni:

a) date le incertezze e le limitazioni inerenti al metodo di misura, la consistenza delle stime dei numeri caratteristici appare assai soddisfacente;

b) i numeri caratteristici determinati ad Arcetri hanno la tendenza ad essere maggiori di quelli determinati ad Ikomasan e Tokio. Dalle figg. 3, 3 bis, 6, 9 risulta che questa tendenza è più accentuata nei periodi di minor attività solare.

c) La notevole discrepanza del 1954 è tale solo percentualmente. In effetti si tratta, come risulta dalla tabella 1, di divergenze non superiori a 0.2.

Tabella I – MEDIE MENSILI, SEMESTRALI ED ANNUALI DEI NUMERI CARATTERISTICI DETERMINATI AD ARCETRI, IKOMASAN, TOKIO. (I numeri in corsivo sotto le medie indicano il numero di giorni di osservazione).

Anno	Osservatorio	mese												Semestre		Anno
		Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre	I	II	
1950	A	2.9	3.0	2.6	2.8	2.6	2.2	2.3	2.3	1.7	1.9	1.8	—	2.57	2.13	2.32
	I	2.7	2.8	2.2	2.3	2.4	2.6	2.3	2.3	2.0	2.1	1.5	—	2.47	2.19	2.31
		2	*3*	*5*	*2*	*8*	*6*	*14*	*9*	*3*	*5*	*2*	—	*26*	*33*	*59*
	A	2.7	2.9	2.6	2.8	2.5	2.4	2.3	2.3	1.5	1.8	2.1	—	2.58	2.14	2.34
	T	1.9	3.0	2.2	2.5	2.3	1.8	2.1	2.0	1.5	1.7	1.8	—	2.21	1.93	2.06
		4	*2*	*5*	*2*	*9*	*4*	*17*	*5*	*3*	*3*	*2*	—	*26*	*30*	*56*
1951	A	1.8	1.6	1.3	2.0	2.4	2.5	1.3	2.0	2.0	1.5	1.9	1.7	2.04	1.80	1.92
	I	1.7	1.6	1.3	1.4	2.4	2.0	1.4	1.5	1.9	1.2	1.2	1.2	1.82	1.44	1.63
		3	*3*	*4*	*4*	*7*	*7*	*4*	*14*	*4*	*4*	*2*	*2*	*28*	*30*	*58*
	A	1.6	2.2	0.9	2.1	2.3	2.6	1.8	1.9	1.8	1.6	2.0	1.8	2.17	1.87	2.02
	T	1.2	2.0	0.5	2.3	2.5	2.2	1.8	1.8	1.5	0.5	1.5	0.5	2.00	1.57	1.80
		5	*1*	*1*	*2*	*7*	*7*	*5*	*9*	*1*	*1*	*3*	*2*	*23*	*21*	*44*
1952	A	1.5	1.0	0.6	0.8	0.9	1.3	0.7	1.5	1.7	0.5	1.0	1.3	1.00	1.15	1.08
	I	1.7	0.8	0.7	0.5	0.6	0.8	0.7	1.0	1.6	0.5	0.6	1.3	0.87	1.00	0.94
		4	*5*	*4*	*3*	*6*	*4*	*9*	*11*	*6*	*4*	*1*	*2*	*26*	*33*	*59*
	A	1.5	0.8	0.4	0.8	0.9	0.6	1.0	1.4	1.5	0.5	1.0	1.6	0.92	1.10	1.01
	T	1.1	0.4	0.5	0.5	0.5	0.4	0.9	1.6	1.5	0.6	1.0	2.0	0.64	1.17	0.90
		7	*4*	*3*	*4*	*3*	*4*	*8*	*5*	*4*	*4*	*1*	*1*	*25*	*23*	*48*
1953	A	1.0	0.4	0.2	0.4	0.7	1.4	0.5	0.8	1.2	0.7	0.3	0.0	0.55	0.61	0.58
	I	0.7	0.5	0.1	0.3	0.4	0.4	0.1	0.4	0.5	0.3	0.1	0.1	0.29	0.27	0.28
		3	*1*	*9*	*5*	*5*	*2*	*7*	*11*	*3*	*4*	*3*	*4*	*25*	*32*	*57*
	A	1.2	0.1	0.3	0.5	0.9	—	0.6	1.4	1.4	1.1	0.2	0.0	0.55	0.64	0.59
	T	1.1	0.2	0.1	0.5	0.4	—	0.3	1.1	0.5	0.5	0.2	0.0	0.40	0.43	0.41
		5	*3*	*10*	*4*	*4*	—	*4*	*4*	*1*	*2*	*7*	*2*	*26*	*20*	*46*
1954	A	0.0	0.0	0.1	0.3	0.0	0.0	0.2	0.3	0.2	0.3	0.3	0.3	0.06	0.26	0.19
	I	0.0	0.0	0.1	0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1	0.03	0.12	0.08
		3	*6*	*4*	*4*	*2*	*2*	*7*	*10*	*4*	*3*	*5*	*5*	*21*	*34*	*55*
	A	0.0	0.0	0.2	0.4	0.0	0.0	0.2	0.3	0.2	0.3	0.3	0.3	0.08	0.25	0.19
	T	0.3	0.0	0.3	0.5	0.0	0.0	0.3	0.3	0.3	0.5	0.5	0.3	0.18	0.34	0.29
		2	*5*	*5*	*2*	*2*	*1*	*6*	*9*	*4*	*4*	*4*	*5*	*17*	*32*	*49*
1955	A	0.7	0.2	0.6	0.8	0.9	1.7	1.2	2.0	1.2	2.2	3.0	3.2	0.86	1.90	1.47
	T	0.6	0.3	0.5	0.5	0.6	0.8	0.5	0.9	0.6	1.0	1.8	1.9	0.54	0.99	0.80
		4	*2*	*2*	*10*	*6*	*3*	*13*	*8*	*5*	*3*	*6*	*4*	*27*	*39*	*66*
1956	A	2.8	2.7	3.3	3.7	4.0	4.0	3.5	4.0	3.5	2.8	3.8	3.7	3.43	3.56	3.49
	T	2.3	1.4	2.2	2.6	2.6	2.8	3.0	3.1	3.2	2.6	3.0	3.0	2.27	3.00	2.74
		3	*7*	*5*	*5*	*7*	*4*	*6*	*6*	*6*	*4*	*2*	*8*	*31*	*32*	*63*
1957	A	3.7	2.8	3.6	3.9	3.6	3.9	3.4	2.9	3.5	3.7	3.5	3.1	3.64	3.36	3.48
	T	2.9	2.0	3.0	3.3	3.4	3.5	3.4	3.0	3.4	3.9	3.5	3.4	3.11	3.46	3.31
		10	*2*	*11*	*2*	*8*	*7*	*7*	*11*	*6*	*14*	*6*	*7*	*40*	*51*	*91*

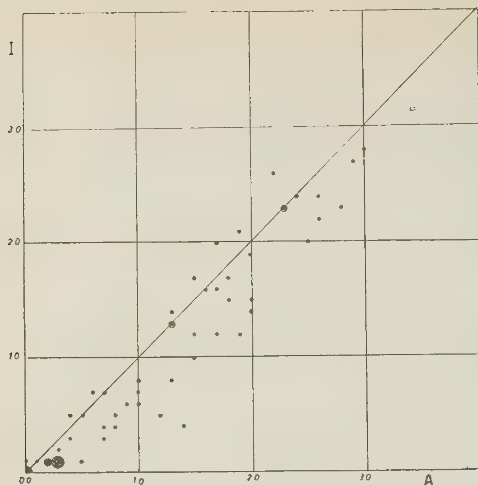


Fig. 1 – Confronto fra le medie mensili di Arcetri e quelle di Ikomasan.

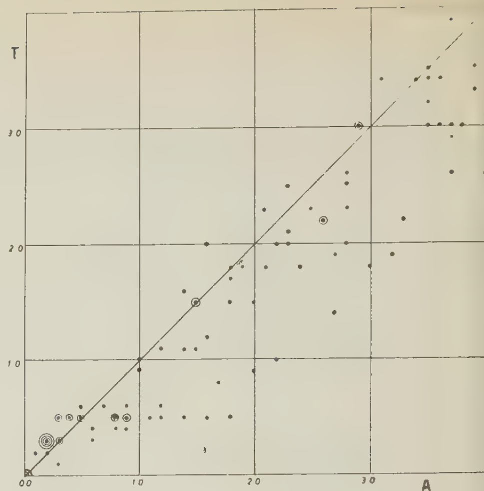


Fig. 2 – Confronto fra le medie mensili di Arcetri e quelle di Tokio.

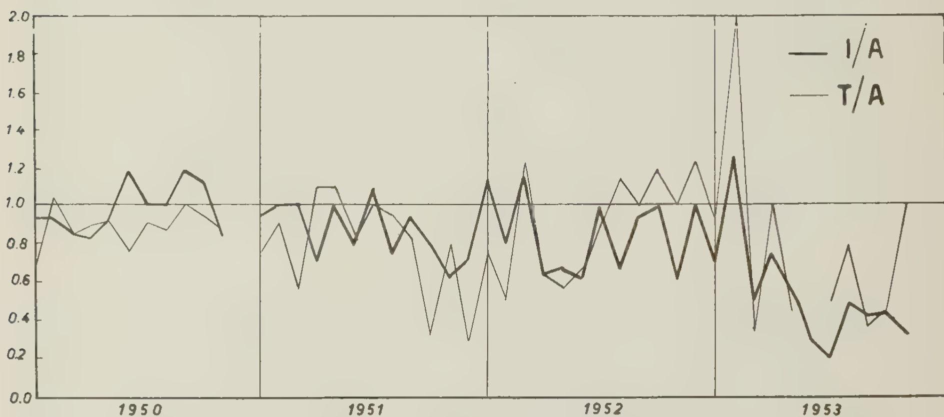


Fig. 3 – Andamento dei rapporti fra le medie mensili di Ikomasan e Tokio e quelle di Arcetri (1950-1953).

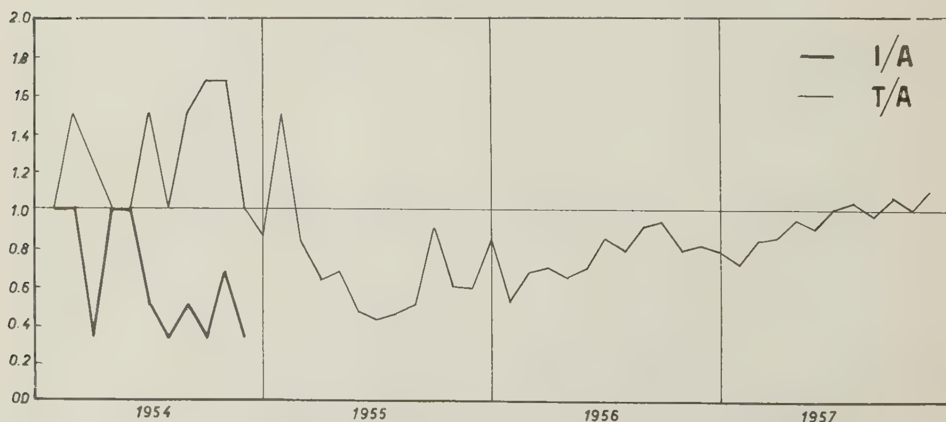


Fig. 3 bis – Andamento dei rapporti fra le medie mensili di Ikomasan e Tokio e quelle di Arcetri (1954-1957).

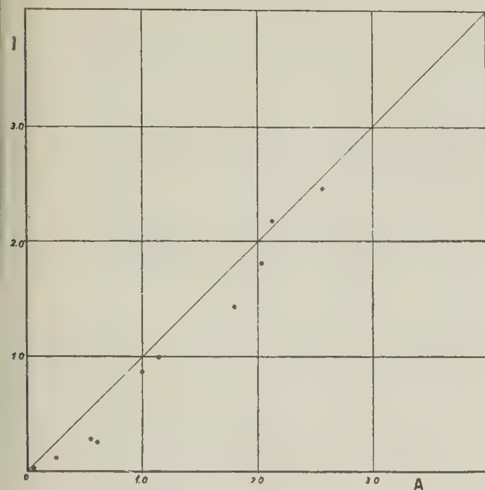


Fig. 4 – Confronto fra le medie semestrali di Arcetri e quelle di Ikomasan.

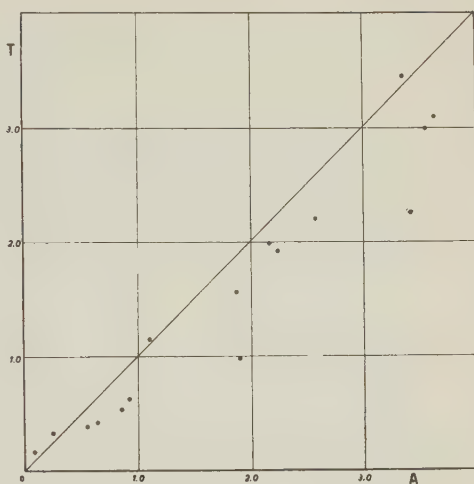


Fig. 5 – Confronto fra le medie semestrali di Arcetri e quelle di Tokio.

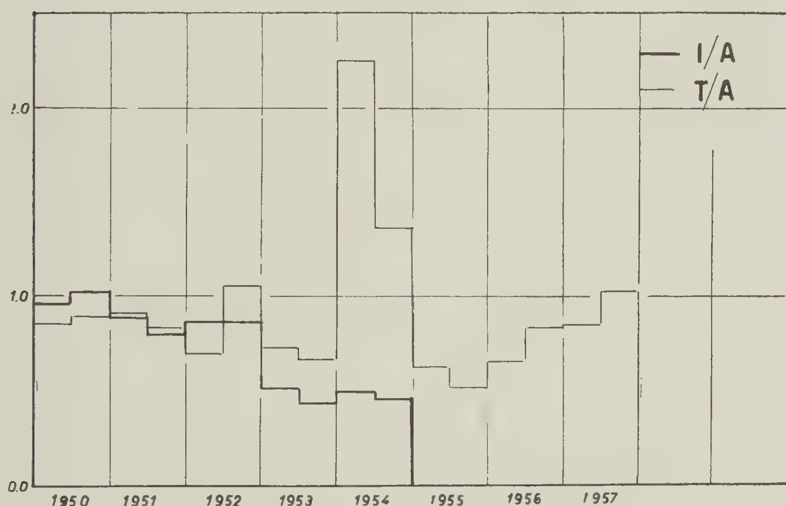


Fig. 6 – Andamento dei rapporti fra le medie semestrali di Ikomasan e Tokio e quelle di Arcetri.

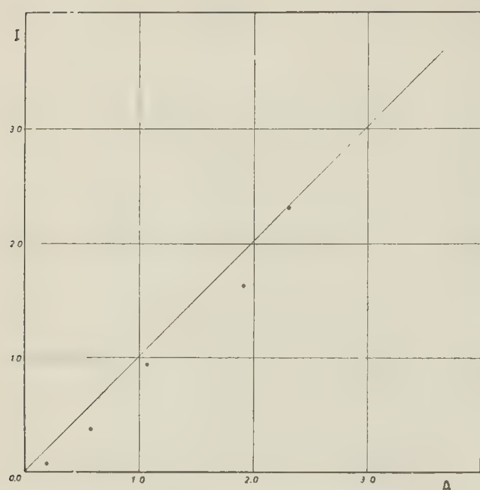


Fig. 7 – Confronto fra le medie annuali di Arcetri e quelle di Ikomasan.

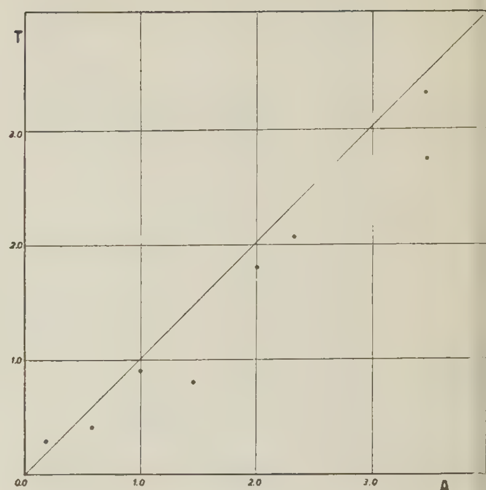


Fig. 8 – Confronto fra le medie annuali di Arcetri e quelle di Tokio.

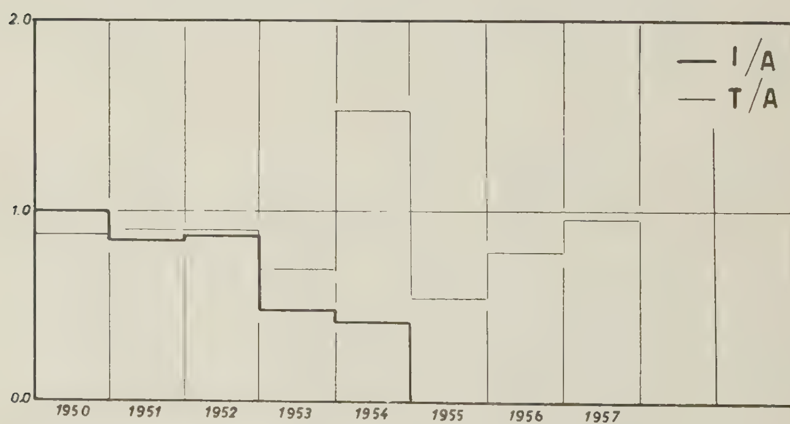


Fig. 9 – Andamento dei rapporti fra le medie annuali di Ikomasan e Tokio e quelle di Arcetri.

RIASSUNTO

Dal confronto delle medie mensili, semestrali ed annuali dei numeri caratteristici dei flocculi di calcio determinati ad Arcetri, Ikomasan, Tokio, si deducono informazioni sulla consistenza delle determinazioni dei numeri caratteristici dei flocculi di calcio.

ABSTRACT

Comparing monthly, half yearly, yearly means of the character figures of Ca bright flocculi determined at Arcetri, Ikomasan, Tokio, informations are deduced on the accuracy of the determinations of the character figures of Ca bright flocculi.

BIBLIOGRAFIA

(1) RIGHINI, G.-GODOLI, G., *Sui numeri caratteristici dell'attività solare*, « Ann. di Geof. », **3**, 501, (1950).

(2) GODOLI, G., *La torre solare di Arcetri e lo studio del Sole in luce monocromatica*, « Boll. di Geod. e Scienze Affini », **14**, (1955).

(3) RIGHINI, G.-GODOLI, G., *The physical meaning of the character figures of solar phenomena*, « J. of Geoph. Res. », **55**, 415, (1950).

(4) GODOLI, G., *Attività dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per il periodo 1° luglio 1957-30 giugno 1958*, « Boll. di Geod. e Scienze Affini », **17**, 487, (1958).

(5) GODOLI, G., *Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per gli anni 1950-51-52*, « Ann. di Geof. », **6**, 199, (1953).
Idem per l'anno 1953, l. c. **7**, 135, (1954).
Idem per l'anno 1954, l. c. **8**, 325, (1955).
Idem per l'anno 1955, l. c. **9**, 299, (1956).
Idem per l'anno 1956, l. c. **10**, 133, (1957).
Idem per l'anno 1957, l. c. **10**, 235, (1957).
Idem per l'anno 1958, l. c. **11**, 197, (1959).

(6) Tokio astr. obs. Bulletin of solar phenomena.

(7) Ikomasau solar observatory. Publ. 1 (1956).

Contributo alla conoscenza delle caratteristiche sismiche dell'Iran settentrionale

F. Peronaci

ricevuto il 5 novembre 1959

In una precedente nota abbiamo accennato alle carateristiche sismiche dell'Altipiano Iraniano con particolare riguardo alla sua sismicità, ed iniziato lo studio del forte terremoto del 13 dicembre 1957 del quale abbiamo determinato le coordinate ipocentrali e il tempo origine. Nel presente lavoro ci siamo preoccupati di determinare la natura fisica del movimento tellurico all'ipocentro, e abbiamo iniziato lo studio di un altro terremoto avvenuto nello stesso anno a Nord di Teheran nel massiccio del Demavend.

Natura fisica della scossa all'ipocentro del terremoto del 13 Dicembre 1957.

Ricordiamo che la possibilità di indagare sulla natura fisica della causa che ha prodotto un movimento sismico, è legata all'esame degli impulsi iniziali registrari in un certo numero di stazioni distribuite secondo tutte le possibili direzioni intorno all'epicentro; partendo da questi dati sono state sviluppate varie teorie che hanno fornito risultati del massimo interesse circa il tipo di forza che origina un terremoto.

Notevole a tale riguardo è la teoria sviluppata da Byerly per terremoti superficiali basata sulla ipotesi di una Terra omogenea, e quindi che implica la sostituzione della traiettoria curvilinea del raggio sismico con la rettilinea, e successivamente estesa da Di Filippo ai terremoti profondi. Il metodo è molto noto per cui ci limiteremo a riportare i risultati da noi ottenuti applicandolo ai due terremoti su accennati. Partiti dalle coordinate ipocentrali da noi ricavate analiticamente per il terremoto del 13 Dicembre 1957

$$\varphi = 34^\circ\ 36'\ 53'' \quad N \pm 0^\circ\ 0'\ 47''$$
$$\lambda = 47^\circ\ 48'\ 43'' \quad E \pm 0^\circ\ 0'\ 52''$$
$$h = 7 \pm 5{,}3\ \text{km}$$

abbiamo determinato la distanza epicentrale Δ e l'azimut a rispetto all'epicentro, di ognuna delle 65 stazioni a nostra disposizione, elementi necessari per passare alla rappresentazione cartografica, che nel nostro caso è la stereografica polare con epicentro coincidente con l'ipocentro, polo di proiezione l'antiepicentro, e piano di proiezione il piano equatoriale corrispondente.

Successivamente abbiamo calcolato la distanza epicentrale Δ' corrispondente al tragitto rettilineo del raggio sismico, dato che il modello di Terra a cui si applica il metodo è supposto omogeneo, e siamo pervenuti (Tabella I) agli elementi che consentono di riportare in proiezione stereografica le posizioni delle varie stazioni rispetto all'epicentro. Come è noto, per il calcolo di Δ' è necessario applicare la relazione di Benndorf.

$$\cos e = \frac{V_o}{v_n}$$

ove V_o è la velocità all'ipocentro, v_n la velocità apparente del raggio sismico in corrispondenza della distanza epicentrale relativa alla stazione considerata. A questo riguardo le v_n sono state determinate dalle dromocrone di Jeffreys per terremoti con ipocentri superficiali mentre per V_o si è assunto il valore di 7,77 Km/sec. dato che i calcoli sono stati riferiti alla Terra privata della crosta terrestre e gli impulsi studiati si riferiscono alle onde P.

Tabella I

Stazione	impulso iniziale	Δ (km)	a (gradi)	v_n (km/sec)	cos e	tang $\frac{1}{2}\Delta'$
1 Goris	+	532	346,1	7,81	0,99488	0,102
2 Nachichevan	+	533	336,9	7,81	99488	0,102
3 Kirovadan	+	671	349,5	7,87	98729	0,161
4 Stepanovan	+	752	337,4	7,90	98354	0,184
5 Bogdanova	+	798	334,1	7,91	98230	0,191
6 Tiflis	+	814	342,0	7,92	98106	0,197
7 Akhalkanati	—	824	333,9	7,92	98106	0,197
8 Abas-Tunian	+	886	332,1	7,93	97882	0,204
9 Zugdidi	+	939	328,3	7,94	97858	0,210
10 Aschkabad	—	993	68,7	7,95	97735	0,216
11 Erevan	+	1079	345,7	7,96	97613	0,222
12 Ksara	—	1094	269,9	7,97	97494	0,228
13 Piatigorsk	+	1107	339,8	8,04	96641	0,266
14 Boriom	+	1194	342,0	8,10	95925	0,295
15 Sochi	+	1200	326,9	8,10	95925	0,295
16 Feodosia	+	1549	320,7	8,43	92170	0,421

Tabella I

Stazione	impulso iniziale	Δ (km)	α (gradi)	v_n (km/sec)	cos e	tang $\frac{1}{2}\Delta'$
17 Sinferopoli	+	1622	318,2	8,47	91735	0,434
18 Elwan	+	1630	255,9	8,47	91735	0,434
19 Samarcanda	—	1777	66,8	8,64	89930	0,486
20 Istanbul	+	1789	299,1	8,72	89105	0,509
21 Quetta	—	1866	99,1	8,74	88901	0,515
22 Stalinabad	—	1915	71,1	8,92	87107	0,564
23 Kuliab	—	1994	73,1	8,95	86816	0,572
24 Teskhend	—	2012	62,5	9,02	86141	0,589
25 Kirninev	+	2085	316,2	9,02	86141	0,589
26 Karaki	—	2140	114,8	9,63	80685	0,732
27 Bucarest	+	2149	308,0	9,65	80518	0,736
28 Warsak	—	2170	90,1	9,67	80351	0,741
29 Atene	+	2183	286,2	9,68	80269	0,743
30 Jasi	+	2189	315,8	9,68	80269	0,743
31 Namangan	—	2198	64,3	9,70	80103	0,747
32 Andizhan	—	2252	65,7	10,99	70700	1,000
33 Laore	—	2495	93,2	11,21	69313	1,040
34 Sverdlosk	+	2633	17,7	11,44	67919	1,081
35 Scalnate Pleso	+	2774	314,2	11,68	66521	1,122
36 Derha Dun	—	2833	92,3	11,80	65847	1,143
37 Varsavia	+	2877	320,8	11,82	65736	1,146
38 Bratislava	+	2940	310,8	12,06	64427	1,187
39 Vienna	+	2998	309,8	12,19	63741	1,201
40 Bombay	—	3022	118,8	12,20	63688	1,210
41 Roma	+	3165	295,3	12,32	63068	1,231
42 Trieste	+	3170	301,2	12,33	63017	1,233
43 Praga	+	3209	312,7	12,33	63017	1,233
44 Pavia	+	3400	302,1	12,61	61617	1,278
45 Strasburgo	+	3625	307,4	12,68	61277	1,289
46 Copenaghen	+	3670	336,2	12,75	60941	1,330
47 Clermont	+	3940	303,3	13,05	59540	1,349
48 Algeri	+	4010	286,8	13,21	58819	1,375
49 Kiruna	+	4085	343,4	13,21	58819	1,375
50 Kew	+	4210	307,2	13,23	58730	1,378
51 Tamarraset	+	4292	276,3	13,25	58641	1,381
52 Duram	+	4500	310,4	13,50	57555	1,421
53 Astrida	+	4542	208,3	13,53	57386	1,427
54 Lwiro	+	4544	206,2	13,53	57386	1,427
55 Toledo	+	4565	292,9	13,54	57385	1,427
56 Malaga	+	4695	289,2	13,55	57343	1,428
57 Irkutsk	+	4829	48,1	13,70	56715	1,452
58 Kiaka	+	4968	51,0	13,72	56632	1,455
59 Kabansk	+	4976	48,6	13,72	56632	1,455
60 Tananarive	—	5970	179,8	15,20	51118	1,681
61 Uglegorsk	+	7463	45,2	17,90	43408	2,093
62 Iuzno. S.	+	7613	47,1	18,04	43071	2,094
63 College	+	8877	6,7	20,74	37463	2,475
64 Brébeuf	+	9346	322,9	21,98	35350	2,646
65 Ottawa	+	9464	323,9	21,99	35334	2,647

Nella fig. 1 sono state riportate in proiezione stereografica la posizione delle 65 stazioni e il primo impulso è stato rappresentato con una freccia verso l'ipocentro se dilatazione e con una freccia diretta in senso contrario se compressione.

Esaminando la distribuzione ottenuta è facile tracciare con buona approssimazione i due cerchi normali previsti dalla teoria, passanti per

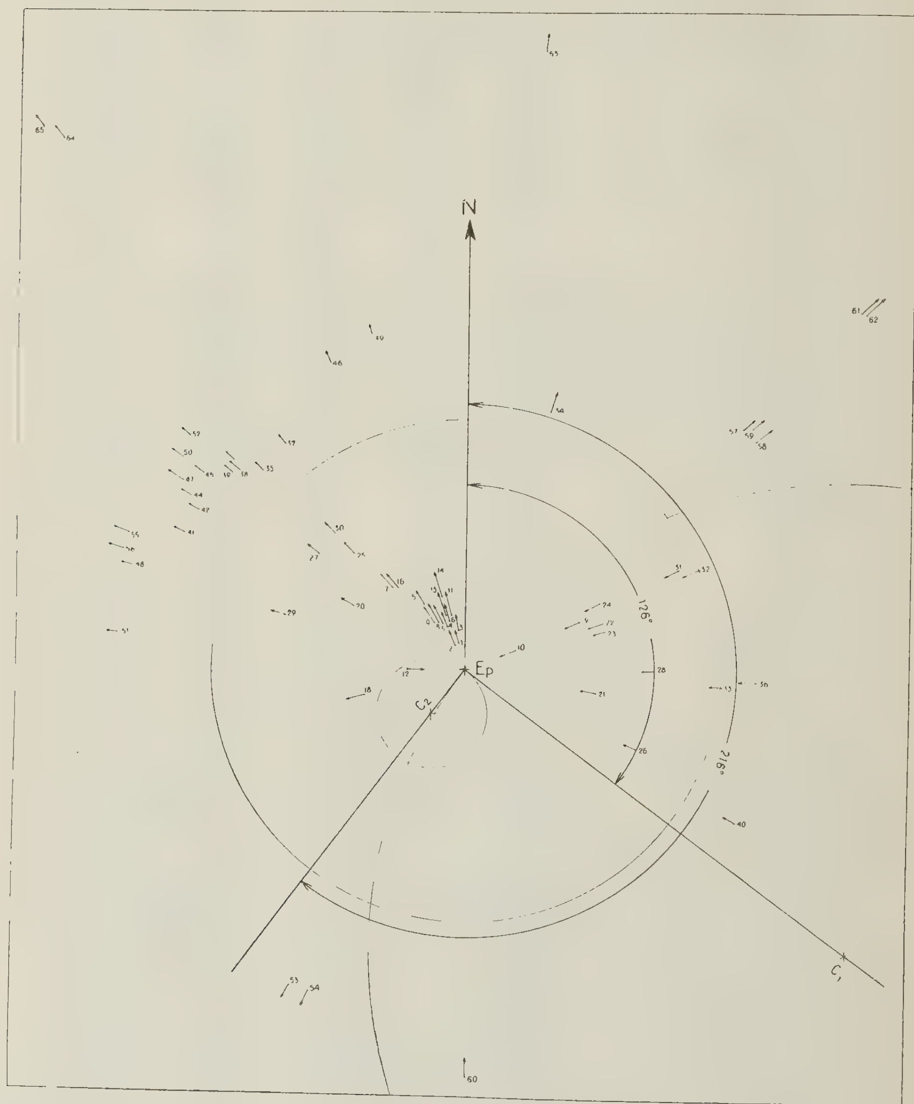


Fig. 1

l'epicentro e che separano le compressioni dalle dilatazioni. Le due rette tangenti ai cerchi e passanti per l'epicentro ci forniscono le tracce dei due possibili piani di frattura, ne è possibile come è noto, desumere dalla teoria quale dei due piani sia quello effettivo.

Il terremoto è quindi dovuto ad una frattura avvenuta secondo uno dei due piani formanti con il nord geografico gli angoli di 126° e 216° rispettivamente. Per quanto riguarda l'angolo che i piani formano rispetto al raggio terrestre per l'epicentro è sufficiente (fig. 2) tracciare un cerchio corrispondente alla sezione meridiana, riportare sulla traccia del piano equatoriale a partire dal centro i diametri dei due cerchi e unire l'estremo dei due segmenti con il centro di proiezione. Le corde che uniscono l'epicentro con i due punti di intersezione F ed F' rappresentano le traccie dei due possibili piani di frattura e ci consentono di misurare gli angoli che i piani stessi formano con il raggio terrestre per l'epicentro. Dalla figura si sono ottenuti gli angoli di 66° e di 16°.

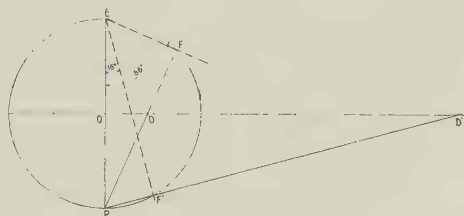


Fig. 2

Resta ora da decidere quale dei due piani possibili sia effettivamente il piano di frattura. Come è noto, a questo riguardo è necessario l'ausilio o di fatti precedentemente accertati o la conoscenza della geologia e della tettonica della zona ove è avvenuto il terremoto.

Nella fig. 3 abbiamo riportato schematicamente la carta della regione nord-occidentale dell'Iran dal punto di vista dell'orogenesi, secondo le indicazioni contenute nel trattato « L'evolution de la lithosphère » di Termier; abbiamo inoltre riportata su essa la posizione dell'epicentro. In base a tale carta si nota che le catene di monti che recingono la parte meridionale dello scudo iraniano (di origine prepaleozoica) sono per la massima parte formate da una successiva copertura di Altaidi che pur elaborate in epoche precedenti, si sono sovrapposte alla fine del secondario se non nel terziario. La catena dell'Alwand che è compresa tra Hamadan e Kermanshah è invece formata in prevalenza da rocce metamorfiche del paleozoico e quindi depositate in epoca precedente alla co-

pertura delle Altaidi. L'epicentro cade nella zona di separazione tra le due formazioni e se si adotta per piano di frattura quello che forma con il meridiano un angolo di 126° si nota che tale piano risulta praticamente parallelo non solo alla linea di demarcazione tra le due formazioni ma anche all'andamento delle catene montuose di origine recente che recingono il Golfo Persico.

Riteniamo quindi ragionevole pensare che la natura fisica della scossa che ha determinato il grande terremoto del 13 Dicembre 1957 sia uno scorrimento tra due formazioni geologicamente di epoche di-

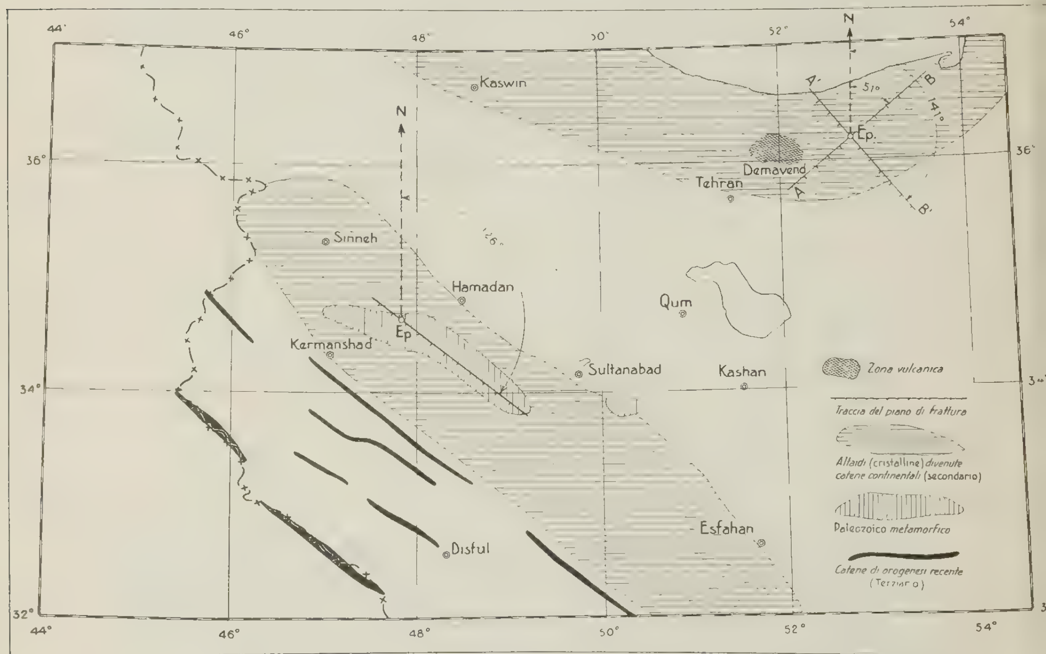


Fig. 3

verse, e che il piano di frattura sia quello che forma con il meridiano per l'epicentro un angolo di circa 126°, e con il raggio terrestre passante per l'epicentro un angolo di 66° circa. Se si tiene presente il fatto che la zona è già stata sede anche negli anni precedenti di altri movimenti tellurici, l'ipotesi di una orogenesi ancora in atto non è da escludersi.

Il terremoto del 2 luglio 1957.

Alle ore 00 42^{m} c. del 2 luglio 1957 sulla regione montana a Nord di Teheran si è verificato un violento terremoto avvertito almeno di II°-III°

anche nella capitale, l'area macrosismica molto estesa ha interessato qualche centinaio di villaggi molti dei quali hanno subito danni ingenti. La magnitudo del terremoto stesso ha raggiunto il valore di 7,4 e quindi il movimento tellurico è da classificarsi tra i più intensi avvenuti in Iran in questo ultimo cinquantennio. Numerose anche in questo caso sono state le repliche, tutte di minore entità, come si può riscontrare dall'esame dei bollettini dell'U.R.S.S.

La determinazione dei dati microsismici relativi alla posizione dell'ipocentro e il tempo origine è stata da noi eseguita utilizzando le registrazioni delle 20 stazioni riportate nella Tabella II, le cui distanze dall'epicentro sono comprese tra 800 e 2800 Km e distribuite nel modo più uniforme possibile intorno all'epicentro stesso. Il metodo applicato è quello seguito per la determinazione dei dati ipocentrali del terremoto di Farsinaj per cui rimando direttamente alla pubblicazione a riguardo.

Siamo partiti dai seguenti dati provvisori:

$$\varphi = 36{,}1 \text{ Nord}$$
$$\lambda = 52{,}5 \text{ Est}$$
$$H = 00\ 42^{m}\ 26{,}5^{s}$$

ottenuti modificando leggermente la longitudine e il tempo origine calcolati per via provvisoria da Mosca, che ha impiegato per la determinazione approssimativa le stazioni più prossime all'epicentro. Per quanto riguarda la profondità abbiamo assunto $h = 33$ Km dato che in base alle registrazioni, il terremoto ha le caratteristiche di un terremoto a profondità normale.

La prima approssimazione ci ha fornito le seguenti correzioni da apportare ai dati di partenza.

$$\delta\varphi_o = +\ 0^{o}{,}1173323 \qquad \delta\lambda_o = +\ 0^{o}{,}\ 218567$$
$$\delta h_o = +\ 0\ {,}13299 \qquad \delta t_o = +\ 0^{s}{,}74533$$

ove l'unità di misura per δh_o è pari a 0,01 del raggio della Terra privata della crosta terrestre (63,4 Km).

Con queste correzioni le coordinate più probabili dell'epicentro, e il tempo origine divengono

$$\varphi_o = 36^{o}\ 07',04 \quad \text{N}$$
$$\lambda_o = 52^{o}\ 43',\ 11 \quad \text{E}$$
$$h = 41{,}4 \text{ Km.}$$
$$H = 00^{h}\ 43^{m}\ 27^{s}{,}2$$

Tabella II

Stazione	Δ (gradi)	Tempo di — Registraz.	Tempo di — Tragitto per h = 33 km	Tempo di origine	$\frac{\partial f}{\partial \Delta n}$ (sec)	$\frac{\partial f}{\partial h}$ (sec.)	$T_n - [t_o + f(\varphi_o, \lambda_o, h_o)]$
1 Erevan	07° 20′ ,50	00h 44m 18s ,4	01m 47s ,6	00h 42m 30s ,8	+ 14s ,0	— 1s ,2	+ 4s ,3
2 Tiflis	08 17 ,50	44 26 ,6	02 00 ,8	42 25 ,8	+ 13 ,9	— 1 ,6	— 0 ,7
3 Bakuriani	09 03 ,15	44 38 ,9	02 11 ,4	42 27 ,5	+ 13 ,8	— 1 ,9	+ 1 ,0
4 Borjom	09 10 ,60	44 41 ,3	02 13 ,0	42 28 ,3	+ 13 ,8	— 1 ,9	+ 1 ,8
5 Piatigorst	10 50 ,00	45 01 ,1	02 31 ,3	42 29 ,9	+ 13 ,6	— 2 ,4	+ 3 ,4
6 Quetta	13 25 ,43	45 35 ,0	03 10 ,6	42 24 ,4	+ 13 ,1	— 3 ,0	— 2 ,1
7 Ksara	13 47 ,85	45 43	03 15 ,4	42 27 ,6	+ 13 ,1	— 3 ,1	+ 1 ,1
8 Oburdam	13 57 ,71	45 40 ,4	03 17 ,6	42 22 ,8	+ 13 ,1	— 3 ,1	— 3 ,7
9 Gerusalem.	14 56 ,75	46 01 ,0	03 30 ,4	42 30 ,6	+ 12 ,9	— 3 ,3	+ 4 ,1
10 Korog	15 21 ,63	45 57 ,7	03 35 ,8	42 21 ,9	+ 12 ,8	— 3 ,4	— 4 ,6
11 Warsak	15 35 ,33	46 06	03 38 ,8	42 27 ,2	+ 12 ,8	— 3 ,5	+ 0 ,7
12 Karaki	16 44 ,35	46 19	03 53 ,4	42 25 ,6	+ 12 ,5	— 3 ,7	— 0 ,9
13 Mirzad	17 15 ,22	46 24 ,6	03 59 ,9	42 24 ,7	+ 12 ,5	— 3 ,8	— 1 ,8
14 Laore	18 40 ,70	46 40	04 17 ,5	42 22 ,5	+ 10 ,6	— 4 ,7	— 4 ,0
15 Istanbul	19 00 ,20	46 46	04 21 ,5	42 24 ,5	+ 10 ,6	— 5 ,0	— 2 ,0
16 Dhera-Dun	22 04 ,91	47 18 ,0	04 53 ,7	42 24 ,3	+ 9 ,9	— 5 ,7	— 2 ,2
17 Atene	23 02 ,33	47 31	05 03 ,2	42 27 ,2	+ 9 ,7	— 5 ,9	+ 0 ,7
18 Bombay	24 47 ,42	47 47 ,1	05 20 ,3	42 26 ,8	+ 9 ,4	— 6 ,0	+ 0 ,3
19 Poona	25 45 ,38	47 57	05 29 ,3	42 27 ,7	+ 9 ,4	— 6 ,1	+ 1 ,2
20 Belgrado	25 48 ,31	47 59 ,0	05 29 ,8	42 29 ,2	+ 9 ,4	— 6 ,1	+ 2 ,7
			Media	42 26 ,5			

Siamo passati quindi alla seconda approssimazione i cui risultati sono stati i seguenti:

$$\delta \varphi_o = + 0^o{,}0534367 \qquad \delta \lambda_o = + 0^o{,}0095157$$
$$\delta h_o = - 0{,}\ 235679 \qquad \delta t_o = - 0^s{,}851355$$

Quindi in base a questa approssimazione la profondità ipocentrale passa da 41,4 Km a 26,4 Km con un errore standard di $\pm$ 15 km ca. Questo ultimo, risultato da noi ritenuto non soddisfacente ci ha consigliata

Fig. 4

l'esecuzione di una ulteriore approssimazione compiuta impiegando solo 14 stazioni, e cioè eliminando dai calcoli el stazioni di Poona, Ksara, Warsak, Laore, Is tanbul, Korog, che comportavano scarti superiori al secondo rispetto al tempo origine provvisorio.

La tabella III riporta i dati necessari per quest'ultima approssimazione che ha condotto alle seguenti correzioni:

$$\delta \varphi_o = + 0°,0082715 \qquad \delta \lambda_o = + 0°,0366099$$
$$\delta h_o = - 0,079396 \qquad \delta t_o = - 0^s,289722$$

Tabella III

Stazione	Δ (gradi)	Tempo di tragitto h = 26,4 km	Tempo di origine	$T_n - [t_o + f(\varphi_o, \lambda_o, h_o)]$
1 Erevan	7° 38',75	01 52 ,4	00h42m26s ,0	— 0 ,8
2 Tiflis	8 19 ,00	02 01 ,8	42 24 ,8	— 0 ,9
3 Bakuriani	9 06 ,00	02 12 ,7	42 26 ,2	+ 0 ,5
4 Borjom	9 13 ,60	02 14 ,4	42 26 ,9	+ 1 ,2
5 Piatigotsk	10 50 ,17	02 36 ,5	42 24 ,6	— 1 ,1
6 Quetta	13 19 ,57	03 10 ,0	42 25 ,0	— 0 ,7
7 Oburdam	13 44 ,43	03 15 ,4	42 25 ,0	— 0 ,7
8 Gerusalemme	15 10 ,50	03 34 ,3	42 26 ,7	+ 1 ,0
9 Karaki	16 42 ,38	03 53 ,8	42 25 ,2	— 0 ,5
10 Mirzad	17 02 ,25	03 58 ,0	42 26 ,6	+ 0 ,9
11 Dera Dun	21 55 ,55	04 53 ,1	42 24 ,9	— 0 ,8
12 Atene	23 11 ,36	05 05 ,6	42 25 ,4	— 0 ,3
13 Bombay	24 45 ,42	05 20 ,7	42 26 ,3	+ 0 ,6
14 Belgrado	25 53 ,33	05 31 ,4	42 26 ,6	+ 0 ,9

Abbiamo quindi proceduto al calcolo dell'errore medio dell'unità di peso e degli errori medi dei valori più probabili delle incognite, per cui in definitiva i valori più probabili delle coordinate epicentrali (coordinate geografiche), della profondità e del tempo origine sono risultati i seguenti

$$\varphi_o = 36° \; 11' \; 11'',2 \quad \text{Nord} \pm 0° \; 00' \; 53''$$
$$\lambda_o = 52° \; 46' \; 22'',3 \quad \text{Est} \pm 0° \; 01' \; 28''$$
$$h_o = 21,4 \text{ km} \pm 6,5 \text{ km}$$
$$H = 00^h \; 42^m \; 54^s,4 \pm 0,5 \text{ sec.}$$

L'epicentro è quindi leggermente spostato a NE rispetto alla parte centrale del massiccio del Demavend e ad una profondità che interessa la zona inferiore dello strato del granito.

Anche per questo terremoto abbiamo voluto eseguire un tentativo per determinare la natura fisica della causa che ha originato il movimento sismico; a questo riguardo abbiamo impiegato gli impulsi iniziali delle registrazioni delle stazioni riportate nella Tabella IV, nella quale sono contenuti i dati necessari per la rappresentazione cartografica in proiezione stereografica polare con epicentro coincidente con l'ipocentro

Tabella IV

Stazioni	Primo impulso	Δ (gradi)	a (gradi)	v_n (km/sec)	cos e	tang $\frac{1}{2}\Delta'$
1 Tiflis	e —	8° 19	314°25'	8,00	97125	0,245
2 Piatigorsk	i —	10 50	40 06	8,10	95925	0,295
3 Samarcanda	i —	11 49	68 19	8,22	94525	0,345
4 Quetta	i +	13 20	112 43	8,46	91843	0,431
5 Ksara	i —	14 01	265 17	8,48	91627	0,437
6 Koros	i —	15 09	79 04	8,58	90559	0,368
7 Gerusalemme	i —	15 10	281 46	8,59	90454	0,471
8 Karaki	i +	16 42	128 40	8,80	88295	0,532
9 Mirzad	i —	17 02	75 57	8,90	87303	0,559
10 Laore	ei +	18 31	98 09	9,02	86141	0,589
11 Helwan	i +	18 39	256 29	9,02	86141	0,589
12 Iasi	i —	21 28	307 41	10,07	77159	0,824
13 Dera Dun	i +	21 55	98 14	10,09	77006	0,828
14 Bucarest	i —	21 35	300 41	10,08	77083	0,826
15 Atene	i +	23 11	283 13	11,40	68157	1,073
16 Bombay	i +	24 45	129 04	11,44	67919	1,080
17 Poona	e +	25 39	127 35	11,78	65959	1,140
18 Bratislavua	ei —	28 30	306 02	12,40	62611	1,244
19 Reggio C.	i —	29 11	285 07	12,42	62560	1,247
20 Trieste	i +	30 25	300 18	12,47	62309	1,256
21 Belgrado	i —	25 53	299 30	11,80	65847	1,143
22 Roma	i +	31 29	293 52	12,61	61618	1,279
23 Bologna	i +	32 04	297 55	12,70	61181	1,293
24 Firenze	i +	32 08	296 34	12,70	61181	1,293
25 Uppsala	i +	32 25	327 46	12,75	60941	1,309
26 Copenaghen	i +	33 20	318 19	12,88	60326	1,322
27 Coira	i +	33 25	302 10	12,89	60279	1,324
28 Pavia	i +	33 37	299 10	12,90	60232	1,325
29 Mestetten	i +	33 54	304 33	12,92	60139	1,329
30 Stoccarda	i +	33 48	305 38	12,91	60185	1,327
31 Strasburgo	i +	34 43	305 08	12,93	60092	1,330
32 Basilea	i +	34 47	303 19	12,93	60092	1,330
33 Toledo	i +	44 11	292 31	13,87	56020	1,479
34 Lwiro	i +	44 19	214 55	13,87	56020	1,479
35 Matzuiro	i +	66 25	61 10	17,34	44809	1,996
36 De Bilt	i +	36 43	320 53	13,21	58819	1,374

e piano di proiezione al piano equatoriale corrispondente. Applicando il procedimento già eseguito per il terremoto precedente, e illustrato dalla fig. 4, abbiamo potuto stabilire che il movimento sismico è stato originato da una frattura; i due possibili piani di frattura previsti dalla teoria formano con il Nord geografico gli angoli di 51° e di 141° circa, mentre gli angoli di inclinazione dei piani stessi, rispetto al raggio terrestre passante per l'epicentro sono rispettivamente $\beta_1 = 38°$, $\beta_2 = 52°$.

RIASSUNTO

Proseguendo nello studio delle caratteristiche sismiche del massiccio iraniano, si determinano i dati ipocentrali e l'ora origine del terremoto del 2 luglio 1957 avvenuto a N di Teheran. Si è quindi indagato sulla natura del movimento sismico giungendo alla conclusione che trattasi di una frattura; di essa sono stati calcolati gli elementi caratteristici. Analogo studio condotto per il terremoto di Farsinaj del 13 Dicembre 1957, ha mostrato che anche per esso trattasi di una frattura.

ABSTRACT

Following up the study of the seismic features of the Iranian massif, the hypocentral data and time of the origin of the earthquake which took place north of Teheran on July 2 1957, were worked out. Then the nature of this seismic movement was inquired into, reaching the conclusion that a fracture was involved. Salient features of this fracture were worked out. A similar study carried our in the case of Farsinaj earthquake of December 13 1957, demonstrated that it was also due to a fratucre.

BIBLIOGRAFIA

Peronaci F., *Sicmicità dell'Iran,* « Annuali di Geofisica », XI, 1, (1958).

Byerly P., *The nature of the first motion in the Chilean earthquake of November 11, 1922,* « America, Journ. Science », XVI, **93**, (1928).

Byerly, P., *The earthquake of July 6, 1934. Amplitudes and first motion* « Bull. Seis. Soc. Amer. », **28**, (1938).

Di Filippo, D., *Sulla rappresentazione in superficie della natura dinamica di una scossa all'ipocentro,* « Annali di Geofisica », III, **2**, (1950).

Caloi, P., Peronaci, F., *Il terremoto del Turkestan,* « Annali di Geofisica », I, **2**, (1948).

Termier, H.-Termier, G., *L'évolution de la lithosphère,* Paris 1957.

Furon, R., *Géologie du Plateau Iranien,* Mémoire du Muséum National d'Histoire Naturelle, Paris, 1941.

Sull'irregolarità di ricezione dei segnali orari ad onde corte

E. PROVERBIO (*)

ricevuto il 6 novembre 1959

VARIAZIONI IRREGOLARI E PERIODICHE DI INTENSITÀ DI RICEZIONE.

1. La ricezione di segnali orari da parte di stazioni appositamente attrezzate permette il collegamento e l'omogeneizzazione dei vari tempi locali col Tempo Universale Uniforme Provvisorio (TU2). La rete su scala mondiale dei servizi orari dà la possibilità di confrontare non solo i vari tempi ma anche tutti i risultati e le osservazioni che contengono come parametro l'unità di tempo.

Attualmente i segnali orari tresmessi dalle stazioni trasmittenti sono di due tipi:

a) segnali di tempo ad onda portante (A_1);

b) segnali di tempo modulati, generalmente a 1 KHz (A_2).

Naturalmente ogni stazione di servizio orario riceve ed utilizza segnali dei due tipi, ad onde corte, ed in misura minore ad onde lunghe.

Il problema della migliore distribuzione nel tempo dei segnali trasmessi, così come quello relativo alla preferenza da attribuire ai segnali a onde decametriche e metriche o a onde chilometriche e miriametriche è attualmente oggetto di seria discussione (1), soprattutto in considerazione della più elevata precisione richiesta nei confronti di segnali e di frequenze campioni, dopo l'introduzione nella tecnica della conservazione del tempo di orologi a risonanza molecolare e atomica.

D'altra parte è noto che la propagazione delle onde radioelettriche è soggetta a diversi fattori, spesso contrastanti, che ne rendono difficile lo studio e laboriosa la discussione dei risultati.

(*) Osservatorio Astronomico di Brera – Milano.

Così, oltre alle difficoltà nella ricezione, derivanti dalle differenze intrinseche tra i vari segnali, numerose perturbazioni fisiche contribuiscono a rendere più difficili e incerte le misure.

Già da lungo tempo esperienze diverse hanno mostrato la dipendenza esistente tra le perturbazioni radioelettriche e i fenomeni solari, e J. H. Dellinger ha potuto mettere in evidenza a questo proposito, perturbazioni periodiche con periodo eguale a quello di rotazione del Sole (2).

È noto anche, nella pratica di ricezione dei segnali orari, che esistono periodi diversi di variabilità, legati a meccanismi e fenomeni fisici di differente natura.

Tra le principali cause teoriche di variazioni periodiche e irregolari sono da annoverare:

a) variazioni diurne e stagionali legate alla densità elettronica degli strati ionosferici E (100 — 120 km) e F_1 (220 — 300 km). Come è noto, la ionizzazione di questi strati viene attribuita, in accordo soddisfacente con l'esperienza, alla radiazione ultravioletta solare. In tal modo essa risulta funzione dell'irraggiamento intrinseco emesso dal Sole e della sua distanza zenitale:

b) variazioni diurne e irregolari, dipendenti dalla regione F_2. L'origine di queste anomalie è attualmente attribuibile, oltre a radiazioni ultraviolette, all'azione di elettroni veloci, primari o secondari, di origine cromosferica. La correlazione molto evidente tra la variazione del campo magnetico terrestre e la distribuzione della zona di ionizzazione F_2 sembrerebbe avvalorare questa ipotesi;

c) perturbazioni ionosferiche a salita istantanea (PIDB), direttamente legate all'attività solare e interessanti la regione D (80 km), generalmente incapace di influenzare i fenomeni di propagazione ad onde corte. L'origine di questi bruschi e imponenti fenomeni di assorbimento di onde decametriche è dovuto a anormale irraggiamento ultravioletto in dipendenza di eruzioni cromosferiche brillanti (3);

d) fenomeni di *fading* dovuti a interferenza di onde percorrenti cammini leggermente diversi.

Lo studio e la interpretazione di questi fenomeni, sia dal punto di vista sperimentale che teorico, è della più grande importanza, ed ha portato un contributo fondamentale alla conoscenza della morfologia dinamica e della fisica dell'alta atmosfera ed alla fisica solare.

Di non minore importanza sono i risultati diretti ed indiretti riguardanti il problema della propagazione delle onde radioelettriche.

Per quanto riguarda quest'ultimo, è naturale che esso sia oggetto di grande attenzione da parte di tutti coloro che sono interessati al problema della trasmissione dei segnali orari. Per i servizi dell'ora in particolare, lo studio delle variazioni a breve e lungo periodo dell'intensità di ricezione dei segnali orari provenienti dalle più diverse località può essere di grande utilità, non solo per la scelta del programma di ricezione, ma anche per lo studio dei ritardi, legati alla forma ed alla intensità degli strati ionizzati. Inoltre l'analisi e l'interpretazione di eventuali irregolarità di ricezione a breve e lungo periodo può portare qualche contributo ad una più approfondita conoscenza dei fenomeni ionosferici.

Le ricerche effettuate da M.me A. Stoyko utilizzando i dati ed il materiale raccolto al B.I.H. hanno fornito recentemente importanti risultati nello studio della propagazione delle onde decametriche ([4]).

In quest'ordine di idee, sulla base del materiale raccolto in un anno e mezzo di ricezione di segnali orari al servizio dell'Ora dell'Osservatorio di Brera (VIII, 1957-II, 1959), comprendente più di 11.000 registrazioni, mi sono proposto di trovare una possibile soluzione ai seguenti due problemi di grande interesse pratico:

a) mettere in evidenza una eventuale differenza tra i vari tipi di segnali orari ricevuti;

b) individuare eventuali irregolarità periodiche o non periodiche di ricezione a lungo periodo.

Risultati sperimentali

2. Il metodo di riduzione dei dati utilizzati è basato sull'uso della *scala di intellegibilità*, applicata alla ricezione dei segnali orari. A tale scopo ciascuna stazione è stata caratterizzata, ad ogni ricezione, da un numero, corrispondente alla *bontà* dei segnali orari secondo la seguente scala di intelleggibilità:

0 Assenza di segnale udibile.
1 Segnale difficilmente intelleggibile.
2 Segnale intelleggibile solo di tanto in tanto.
3 Segnale intelleggibile.
4 Segnale bene intelleggibile.
5 Segnale perfettamente intelleggibile.

Il punteggio è stato attribuito oltre che sulla base dell'audizione auricolare in cuffia, anche utilizzando le indicazioni di un milliamperometro, situato nel circuito di registrazione all'uscita della bassa frequenza, avendo cura che la ricezione di ogni stazione avvenisse possibilmente in analoghe condizioni di sensibilità e potenza.

Per tutto il periodo in esame si è poi ritenuto che la sensibilità propria del ricevitore utilizzato non abbia subito sensibili variazioni. In tal modo il valore attribuito al segnale risulta proporzionale, con buona approssimazione, all'intensità del segnale stesso all'entrata del ricevitore.

Nella Tabella I sono elencati, l'indicativo e l'ora di trasmissione delle stazioni prese in considerazione in questa analisi con la loro rispettiva frequenza in MHz, il tipo del segnale, la direzione geografica e la

Tabella I

N.	Indicativo	T. U.	MHz	Tipo	Direzione	Distanza	Potenza	ϱ_m	$\Delta\varrho$
1	DIZ	17 55	4,525	A_1	N	844	—	0.826	0.086
2	DMR_2 (DHI)	11 00	6,075	A_1	N	921	—	.474	.126
3	OMA	20 15	2,500	A_2	NNE	656	1	.660	.096
4	OMA	21 15	2,500	A_2	NNE	656	1	.764	.084
5	OLB_5	21 30	3,170	A_1	NNE	656	8	.792	.086
6	RWM	14 00	([a])	A_1	ENE	2272	—	.638	.178
7	RWM	22 00	([a])	A_1	ENE	2272	—	.674	.254
8	VHP	20 00	8,478	A_1	ESE	16476	—	.258	.148
9	LOL	21 00	17,180	A_1	SSW	11168	—	.496	.118
10	PPE	20 30	8,720	A_1	SSW	9241	—	.216	.094
11	IBF	07 25	5,000	A_2	W	127	0.3	.754	.140
12	IBF	11 15	5,000	A_2	W	121	0.3	.734	.122
13	WWV	21 15	15,000	A_2	W	6790	9	.654	.136
14	WWV	22 15	15,000	A_2	W	6790	9	.688	.102
15	NSS	08 00	9,425	A_1	W	6761	—	.464	.181
16	NSS	18 00	9,425	A_1	W	6761	—	.542	.128
17	FYA_3	21 00	7,428	A_1	NW	668	—	.784	.136
18	TQC_9	20 00	10,775	A_1	NW	668	—	.630	.088
19	MSF	20 25	2,500	A_2	NW	1079	0.5	.604	.104
20	MSF	20 55	5,000	A_2	NW	1079	0.5	.738	.090
21	HBN	20 20	([aa])	A_2	NW	302	3	.718	.108
22	HBN	21 50	([aa])	A_2	NW	302	3	.676	.092

([a]) Le frequenze utilizzate sono state, in periodi diversi, rispettivamente di 5,380 MHz, 7,690 MHz, 10,050 MHz, 11,450 MHz, 14,880 MHz.

([aa]) Alternativamente sui 2,500 MHz e 5,000 MHz come da schema di emissione.

distanza in chilometri di ciascuna di esse rispetto a Milano, nonchè la potenza della portante in kW. La figura 1 mostra invece la distribuzione delle stazioni stesse e la loro distanza relativa.

Poichè la presente ricerca ha lo scopo di mettere in evidenza eventuali periodicità o irregolarità a medio e lungo periodo, si è calcolato di quindici in quindici giorni per ogni stazione S_i $(i = 1, 2, \ldots, 22)$, il valore dell'indice di ricezione ϱ per mezzo della formula

$$\varrho = \frac{\Sigma P_i}{5N}, \qquad (i = 1, 2, \ldots, N)$$

nella quale P è il punteggio attribuito ad ogni ricezione i (variabile da 0 a 5), ed N il numero delle ricezioni quindicinali (risultato in media eguale a 14).

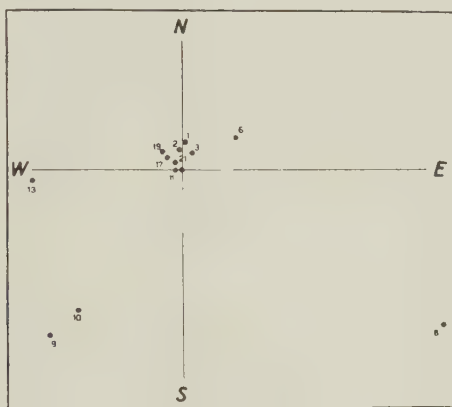
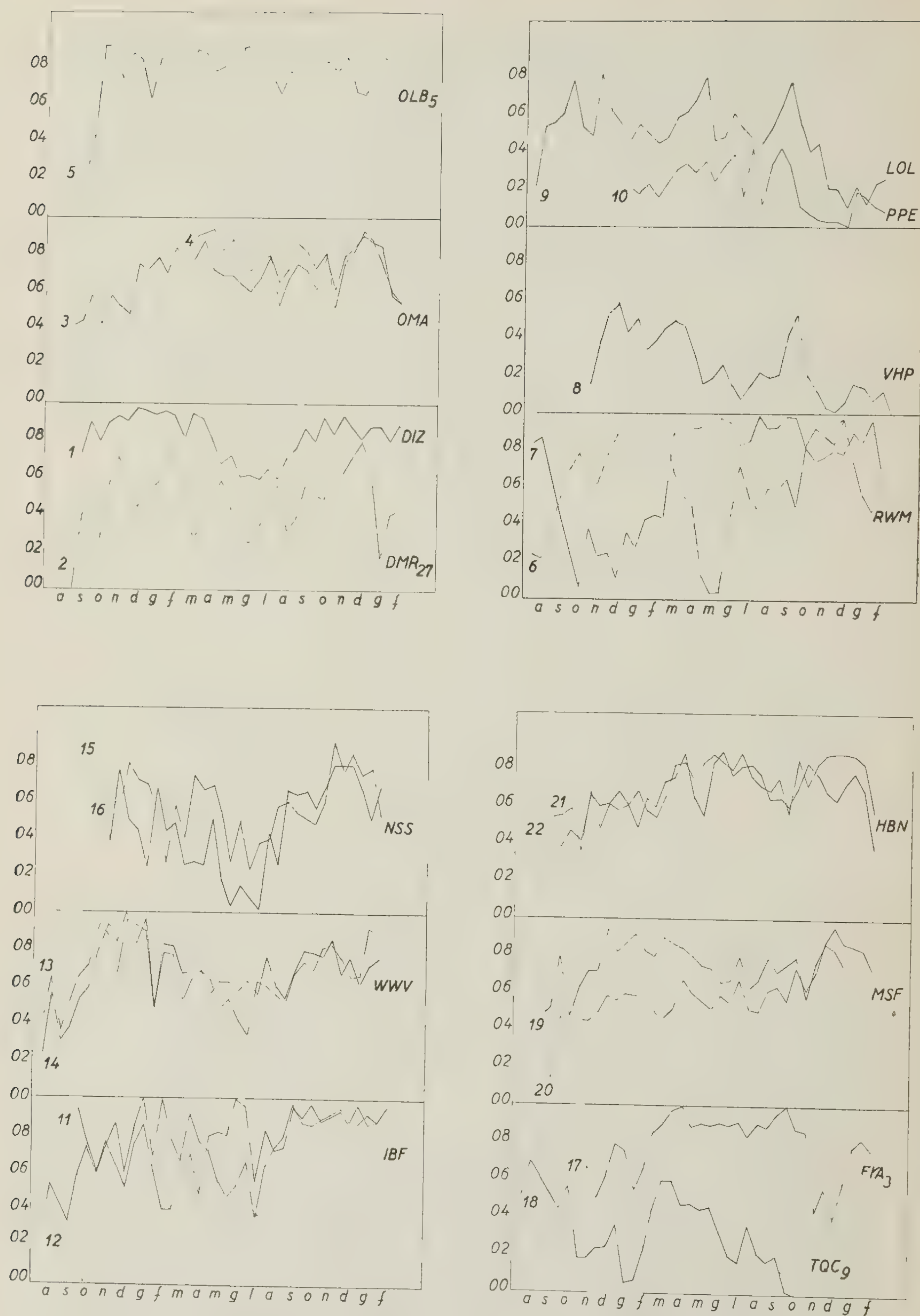


Fig. 1

I valori di ϱ calcolati sono stati utilizzati per costruire i grafici di figura 2, che danno in funzione del tempo l'andamento di quest'ultima grandezza. I valori limiti di $\varrho = 0$, e $\varrho = 1$ equivalgono a ricezione nulla (segnali non udibili) ed a ricezione ottima (segnali perfettamente intelleggibili).

L'analisi di questi diagrammi permette di distinguere variazioni stagionali abbastanza evidenti (DIZ, OMA, WWV, IBF, NSS), presentanti generalmente un massimo invernale ed un minimo estivo. Contrastano con questo andamento le stazioni francesi e HBN che sembrano presentare un'inversione di fase. Sovrapposte a queste variazioni a carattere apparentemente periodico si notano variazioni irregolari, tali, in certi casi (DHI, FYA_3, TQC_9) da alterare o nascondere le variazioni



OLB5
OMA
DIZ
DMR27
LOL
PPE
VHP
RWM
NSS
WWV
IBF
HBN
MSF
FYA3
TQC9
a s o n d g f m a m g l a s o n d g f

Fig. 2

apparentemente periodiche. Di notevole interesse, ma purtroppo inficiata dalla non omogeneità delle frequenze di ricezione la stazione di Mosca (RWM).

Nelle due ultime colonne della Tabella I sono inoltre riportati a titolo indicativo i valori medi ϱ_m, calcolati graficamente, dell'indice di ricezione ϱ relativi a ciascun diagramma, estendentisi su un intervallo pressochè costante, con il loro scarto medio $\Delta\varrho$. L'ampiezza di questo scarto inversamente proporzionale alla regolarità dei diagrammi stessi, da un'idea delle variazioni più o meno grandi subite dall'intensità dei segnali durante il periodo in esame. La distribuzione dei valori di $\Delta\varrho$ presenta una interessante simmetria; questi valori infatti tendono ad aumentare andando da N e S verso W e E, sempre considerando Milano come centro del sistema di orientamento. Nella Tabella II sono riportate le medie dei $\Delta\varrho$ relativi alle stazioni che sono contenute nei due coni interi con apertura di 90 gradi e aventi per assi le direzioni NS ed EW, e quelle delle stazioni giacenti nella direzione NW a contatto dei due coni. L'andamento delle tre medie sembra avvalorare l'osservazione fatta in precedenza.

Tabella II

	N NNE SSW	NW	ESE ENE W
$\Delta\varrho$	0.092	0.124	0.153

Possiamo quindi sintetizzare le conclusioni che si possono trarre da questa semplice ma laboriosa analisi nei seguenti punti:

a) L'analisi dei diagrammi e in particolare dei valori calcolati dai $\Delta\varrho$ mette in evidenza una maggiore irregolarità nell'intensità di ricezione dei segnali orari andando dalla direzione del meridiano verso quella del parallelo locali.

b) La ricezione dei segnali orari presenta in genere un andamento periodico, con apparente periodo annuo e con fase differente a seconda della stazione considerata. In generale si riscontra un massimo invernale ed un minimo estivo, o viceversa, nell'intensità di ricezione. Contempo-

raneamente sono individuabili ampie variazioni irregolari o con periodo minore.

Un'ultima interessante osservazione può essere ricavata confrontando due diagrammi di una medesima stazione, relativi ad ore diverse di ricezione. Il confronto mostra una progressiva variazione di ϱ in funzione dell'intervallo di tempo intercorso tra le due ricezioni (la variazione, piccola ad esempio per l'emissione di WWV a distanza di un'ora, diventa imponente per certe stazioni, come IBF, che durante il periodo estivo presenta un massimo scarto tra i due ϱ).

Queste conclusioni hanno spinto a cercare una possibile interpretazione sulla base della teoria della propagazione delle onde elettromagnetiche decametriche, con particolare riferimento allo studio della variazione reale od apparente dell'intensità di ricezione delle onde stesse.

Propagazione delle onde decametriche e interpretazioni delle irregolarità di ricezione.

3. L'intensità teorica di propagazione delle onde decametriche dipende, come è noto, principalmente da due fattori:

a) assorbimento ionosferico in funzione della frequenza di collisione elettronica;

b) focalizzazione o diffusione delle onde elettromagnetiche secondo le leggi dell'ottica geometrica della propagazione.

L'assorbimento ionosferico $\sigma = \log E_0/E_1$ cui è soggetto il campo delle onde decametriche (*) trasmesse da una stazione A, dovuto a cessione di energia da parte delle onde elettromagnetiche stesse agli elettroni liberi di uno strato ionosferico, è variabile da strato a strato, presentando però un massimo di assorbimento nello strato F (F_1 e F_2). I parametri di cui σ risulta funzione sono molto numerosi; per esempio, per lo strato D, responsabile di variazioni improvvise ed intense di assorbimento (PIDB), si può porre

$$\sigma = k \frac{(1 + 0.0035\,\bar{R}) \cos^{3/4} z}{\cos \alpha\, (f + f_L)^2},$$

(*) E_0 rappresenta l'intensità del campo all'entrata, E_1 quella all'uscita dello strato ionosferico.

dove k è un fattore di proporzionalità, z la distanza zenitale del Sole, α l'angolo di incidenza alla base dello strato ionizzato, e f la frequenza del segnale. Poichè inoltre è

$$R_m = \frac{1}{13} \sum_{i=m-6}^{m+6} R_i \ ,$$

in cui R rappresenta il numero di Wolf relativo al mese i, e poichè la frequenza critica f_L risulta

$$f^2_L = \frac{N\, e^2}{\pi\, m} \ ,$$

nella quale e ed m sono rispettivamente la carica e la massa dell'elettrone, ed N rappresenta la densità elettronica in un punto dello strato, si può avere un'idea del numero dei fattori che influenzano l'assorbimento stesso.

Molto più complessa, soprattutto in relazione alle variazioni a lungo periodo, è l'influenza che sulla variazioni stesse di ricezione viene determinata da fenomeni di focalizzazione.

Considerando il problema in prima approssimazione, trascurando cioè l'azione di campi elettrici e magnetici esterni (ad esempio il campo magnetico terrestre), e considerando il problema piano (approssimazione sufficentemente accettabile fino a distanze di 1000-1500 chilometri), si ha, nell'ipotesi di una distribuzione parabolica di N nello strato, che la distanza D tra la stazione emittente A ed il punto A' nel quale l'onda rifratta ritorna sulla Terra, può essere espressa dalla relazione

$$D = 2\, h \text{ tang } \alpha + y \ \frac{f}{f_c} \ \sin \alpha \ \text{Log} \left| \frac{f_c + f \cos \alpha}{f_c - f \cos \alpha} \right| . \qquad [1]$$

Questa relazione, di notevole importanza nello studio della propagazione, si presta, come è noto, a interessanti considerazioni. In essa h e y rappresentano rispettivamente l'altezza della base dello strato e il suo semispessore.

La distanza minima $D_0 = 2\, h$ tang α rappresenta il raggio del cerchio all'interno del quale non è possibile la ricezione delle onde trasmesse dalla stazione A sotto un angolo di incidenza α. Nella figura 3 viene presentato qualitativamente l'andamento della famiglia di curve [1], con parametro α, in funzione di f. La famiglia [1] ammette l'inviluppo $I(f)$ che rappresenta la frontiera tra le coppie (f, D) fisicamente compatibili e incompatibili.

A sinistra dell'inviluppo $I(f)$ ogni punto è dunque punto d'incontro di due curve $D(\alpha') = D(\alpha'')$; ciò significa che per ogni frequenza f di emissione esistono due cammini diversi delle onde propagantesi in uno stesso piano ma con due diversi angoli di incidenza α', e α'', che pervengono in uno stesso punto alla distanza $D(\alpha') = D(\alpha'')$ dal centro A di emissione.

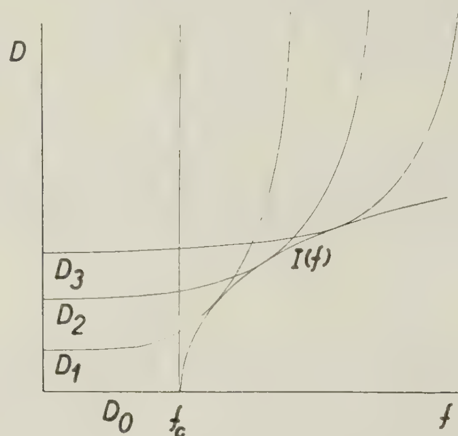


Fig. 3

Ai fini dello studio delle variazioni dell'intensità del segnale è indispensabile tener conto della distribuzione, nella zona esterna al cerchio di raggio minimo, dell'energia irradiata dalla stazione stessa. Dallo studio della funzione $D(\alpha)$, si trova che tale energia si distribuisce, nell'ipotesi semplificatrice di un'antenna non direttiva, in maniera irregolare, presentando un massimo di addensamento proprio nell'intorno del raggio D_0 (fenomeno di focalizzazione), degradando poi velocemente per distanze $D > D_0$.

Questa conclusione risulta di notevole importanza per l'interpretazione delle variazioni di intensità di ricezione, poichè essa giustifica teoricamente variazioni anche irregolari dell'intensità di ricezione in dipendenza di variazioni della frequenza f di ricezione.

Ben più interessanti risultano però le conclusioni, se si tiene conto nella [1] delle variazioni dei paramentri h, y e f_c, dipendenti dalle condizioni ionosferiche.

La frequenza critica f_c, oltre a variazioni diurne, è soggetta a variazioni annuali molto importanti, spesso indipendenti dall'attività solare, come quelle presentanti un massimo invernale ed un minimo estivo ([5]).

A causa di queste variazioni si comprende come sia la distanza D_0, sia la massima frequenza f utilizzabile (MUF), che può essere direttamente ricavata da diagrammi del tipo di figura 3, subiscano oscillazioni a breve ed a lungo periodo di notevole rilievo.

Nella Tabella III sono stati calcolati i valori del raggio D_0 della zona di silenzio per frequenze di emissione di 2,500 MHz (valori superiori), 5,000 MHz (valori intermedi) e 10,000 MHz (valori inferiori), in funzione della frequenza critica f_c, espressa in MHz, e dell'altezza virtuale h di riflessione in km, utilizzando la relazione

$$D_0 = 2h \text{ tang } \alpha = 2\, h \sqrt{\frac{f^2 - f^2_c}{f_c}} .$$

Tabella III – Valori di D_0

h \ f_c	2	3	4	5	6	7
300	450 1374 2940	0 798 1890	0 450 1344	0 0 1038	0 0 798	0 0 612
350	526 1604 3430	0 932 2204	0 525 1568	0 0 1212	0 0 932	0 0 704
400	600 1832 3920	0 1064 2520	0 600 1792	0 0 1384	0 0 1064	0 0 816

I dati di Tabella III, messi in relazione alle variazioni a lungo e a medio periodo di f_c e h, mostrano una notevolissima variabilità del raggio D_0 e una conseguente notevole variazione dell'intensità di ricezione che a questa si accompagna per effetto di focalizzazione.

4. Questa breve discussione e i risultati conseguiti, basati sull'attuale teoria della propagazione, ci permettono di attribuire le variazioni di intensità di ricezione riscontrate a fenomeni reali di assorbimento o di focalizzazione. Purtroppo la duplicità della causa e la complessità del fenomeno devono rendere cauto qualsiasi apprezzamento o deduzione affrettata.

Solo lo studio delle variazioni stesse su un intervallo di più anni e perfezionando il metodo di misura potrebbe dare la possibilità di un'analisi più efficace dei risultati sperimentali alla luce della teoria.

La interpretazione dei diagrammi di figura 2 sulla base della teoria della propagazione delle onde decametriche può essere però indirettamente convalidata dallo studio del tempo di propagazione dei segnali orari. Infatti detto ritardo risulta funzione del cammino percorso dal segnale, e quindi, in generale, su distanze abbastanza grandi, del numero delle riflessioni che esso compie nella ionosfera. Si dovrebbe quindi avere per distanze sufficientemente elevate, e ammettendo che su tali distanze l'assorbimento possa avere in un numero sensibile di casi un effetto preponderante, un andamento parallelo tra la variayione a lungo periodo dei ritardi e quella dell'assorbimento. Di conseguenza le curve di figura 2 dovrebbero presentare, sempre per distanze convenientemente elevate, un andamento qualitativo analogo a quello ottenibile con misure di variazioni di tempo di propagazione. Gli unici dati relativi a ricerche di questo tipo sono quelli ricavati da M.me A. Stoyko al B.I.H., relativi all'emissione WWV [6]. I risultati ottenuti da M.me A. Stoyko sui ritardi di propagazione corrispondono molto bene all'andamento dei due diagrammi della stazione di Washington di figura 2, presentando un ritardo massimo estivo (massimo di assorbimento) ed un minimo invernale (minimo di assorbimento).

Sarebbe interessante a questo proposito disporre di dati relativi a stazioni diverse per poter confermare questo risultato di notevole portata per quanto riguarda lo studio dei ritardi di propagazione e la variazione a lungo periodo degli strati ionosferici.

Resta comunque viva l'esigenza, allo stato attuale della tecnica e della precisione richiesta nella trasmissione e nel confronto di segnali e di frequenze campioni, di disporre di dati osservativi, almeno approssimativi, riguardanti i parametri fondamentali che interessano il problema della propagazione (f_c, y, h). Ciò permetterebbe di determinare, almeno in prima approssimazione, il cammino delle radionde e ricavare delle relazioni teoriche riguardanti i fenomeni di assorbimento e di propagazione da confrontare con quelli ottenuti sperimentalmente.

Lo stato insufficiente delle nostre conoscenze attuali in questo campo può però indirizzare in un prossimo futuro la tecnica della trasmissione, come abbiamo accennato all'inizio, a prendere in considerazione altri tipi di segnali, nel campo delle onde lunghe o cortissime, che presentano una propagazione molto regolare, e, sotto certe condizioni, indipendente dallo stato della ionosfera.

RIASSUNTO

Dopo aver accennato all'interesse che riveste attualmente nei servizi orari il problema della propagazione dei segnali orari ed in particolare quello relativo alle variazioni dell'intensità di ricezione ed alla sue possibili cause, si espongono i risultati ottenuti sperimentalmente, relativi a queste ultime variazioni, su un periodo di circa un anno e mezzo.

Vengono quindi brevemente discusse la periodicità e le irregolarità dei diagrammi trovati e viene data una possibile interpretazione di queste sulla base della teoria della propagazione.

Il confronto delle variazioni d'intensità riscontrate con quelle relative al tempo di propagazione dei segnali orari per la stazione di WWV, studiate al B.I.H., permette di mettere in evidenza una interessante correlazione tra questi due fenomeni.

RÉSUMÉ

Après avoir montré l'intérêt que le problème de la propagation des signaux horaires, et en particulier celui-ci relatif à la variation de l'intensité de reception et à ses causes possibles, revêt dans les services horaires, on donne les resultats expérimentales relatifs à ces dernieres variations sur une periode d'une année et demi à peu près.

Successivement on etudie brièvement la periodicité des diagrammes trouvés et on donne une probable interpretation de ceux-ci sur la base de la théorie de la propagation.

La comparaison des variations d'intensité de reception et celles relatives au temps de propagation des signaux horaires de la station de WWV, etudiées au B.I.H., permette de montrer une interessante correlation entre les deux phénomènes.

ABSTRACT

The importance of the problem of the time signal trasmissions and, particularly, of the problem of the variations of the intensity of reception and his possible causes are show.

The results of the variations of intensity obteined experimentally during eighteen months about are examined, and a possible interpretation on the base of the propagation's theory is given.

In the comparation of the variations of intensity with the variation of the time of travel of the radio waves, studied at the B.I.H., a interesting correlation between this phenomena is show.

BIBLIOGRAFIA

(1) DECAUX B., *C. R. du Congrès Inter. de Chronométrie*, Munich, (1959).

(2) DELLINGER J. H., *Phys. Rev.*, 15, (1935).

(3) BUREAU R., *VI Rapport de la Comm. pour l'étude des relations entre les Phénom. solaires et terrestres*, *61*, (1948).

JOUAST R., *VI Rapport de la Comm. etc.*, 104, (1948).

(4) STOYKO A., *Ann. Fr. de Chron. 29*, 62, (1959).

(5) JOUAST R., *L'Ionosphère*, 137, Paris, 1946.

(6) STOYKO A., *Ann. Fr. de Chron.*, *21*, (3), 193, (1951).

Natura fisica della scossa all'ipocentro di alcuni terremoti profondi nel Mediterraneo

D. Di Filippo – F. Peronaci

ricevuto il 1° dicembre 1959

Il Mediterraneo si riteneva privo di centri sismici profondi. Ulteriormente, però, ne sono stati posti in evidenza un certo numero di cui alcuni hanno dato luogo a terremoti di notevole intensità; questo fatto ha originato una serie di ricerche da parte di studiosi di geofisica; ricordiamo tra gli altri Gutenberg, Richter, Caloi, Peterschmitt. Le conclusioni a cui si è giunti hanno consentito di stabilire che mentre la dorsale appenninica e l'Adriatico presentano terremoti caratterizzati da un meccanismo

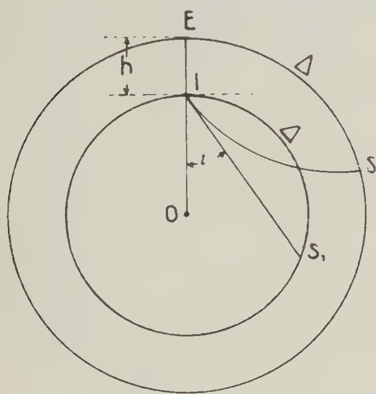


Fig. 1

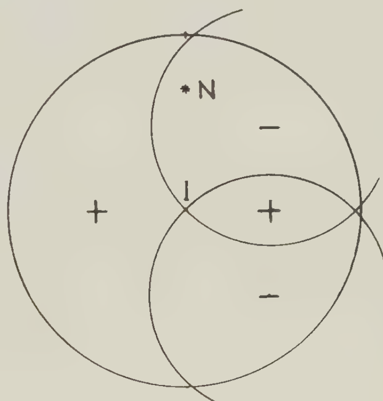


Fig. 2

di sollevamento e di sprofondamento rispettivamente, i terremoti profondi che si sono verificati nel Basso Tirreno e nel Mediterraneo occidentale presentano in prevalenza lo schema della frattura. Partendo da queste considerazioni ci siamo proposti di approfondire la questione indagando sul meccanismo che ha dato origine alla scossa per il maggior

numero di terremoti possibili onde porre in evidenza la giacitura e l'orientazione di eventuali faglie a grande profondità, interessanti la zona che separa l'Europa dal continente africano.

Il procedimento seguito è dovuto ad uno di noi; esso consiste nella estensione ai terremoti profondi del metodo proposto da Byerly per i

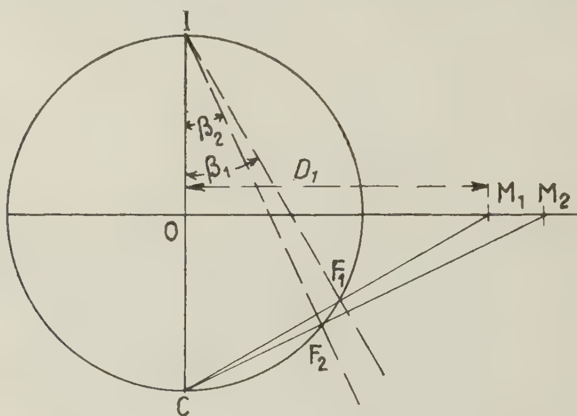


Fig. 3

terremoti superficiali; trattandosi di un metodo ormai noto rimandiamo per la sua descrizione alla pubblicazione a riguardo, limitandoci in questa sede alle considerazioni essenziali. Considerata la Terra omogenea, e

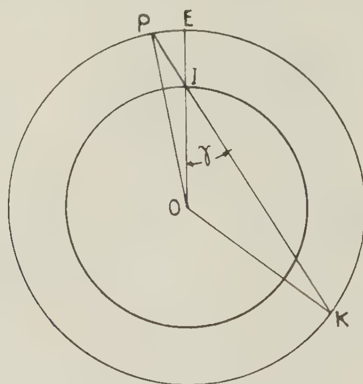


Fig. 4

quindi i raggi sismici rettilinei, se rappresentiamo con i due cerchi concentrici di fig. 1 le sezioni della Terra e della sfera ipocentrale si deve sostituire al raggio sismico IS il corrispondente rettificato IS_1.

S_1 rappresenterà sulla sfera ipocentrale la posizione della stazione S, mentre la distanza Δ_1 si calcolerà, nota la distanza epicentrale Δ, le



Fig. 9

coordinate ipocentrali e la velocità V_h all'ipocentro, integrando la relazione fondamentale che regola il propagarsi dei raggi sismici:

$$\frac{r_h \operatorname{sen} i_h}{V_h} = \frac{r_o \operatorname{sen} i_o}{V_o}$$

Infatti ricordando la relazione di Benndorf sen $i_o = \frac{V_o}{v_n}$, ove v_n è la velocità apparente alla distanza Δ, si ottiene

$$\text{sen } i_h = \frac{r_o V_h}{r_h \frac{d\Delta}{dt}}$$

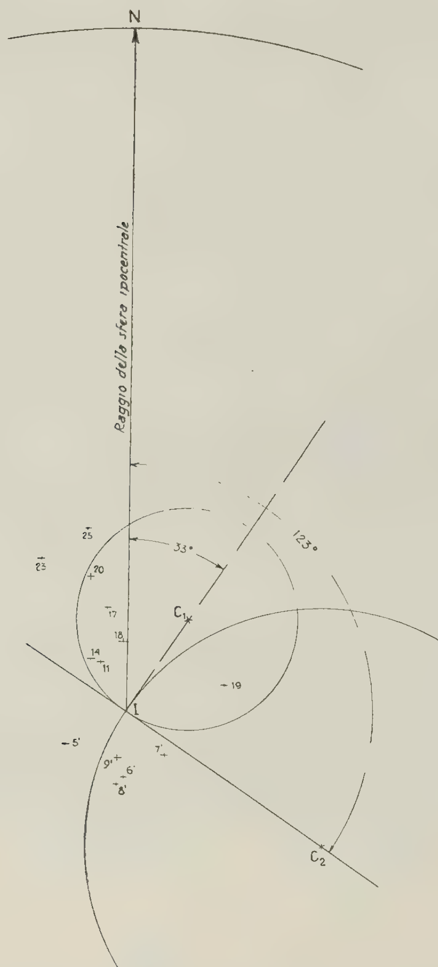


Fig. 6

che permette di calcolare l'angolo i_h all'ipocentro del raggio sismico considerato; l'angolo complementare di i_h fornirà direttamente in gradi la distanza Δ_1 che in proiezione stereografica sul piano equatoriale della

sfera ipocentrale, risulterà data dal valore di cot i_h. Per quanto riguarda l'azimut di S_1 rispetto al meridiano passante per l'ipocentro e diretto verso il Nord, esso coincide con quello calcolato per la stazione S che si considera.

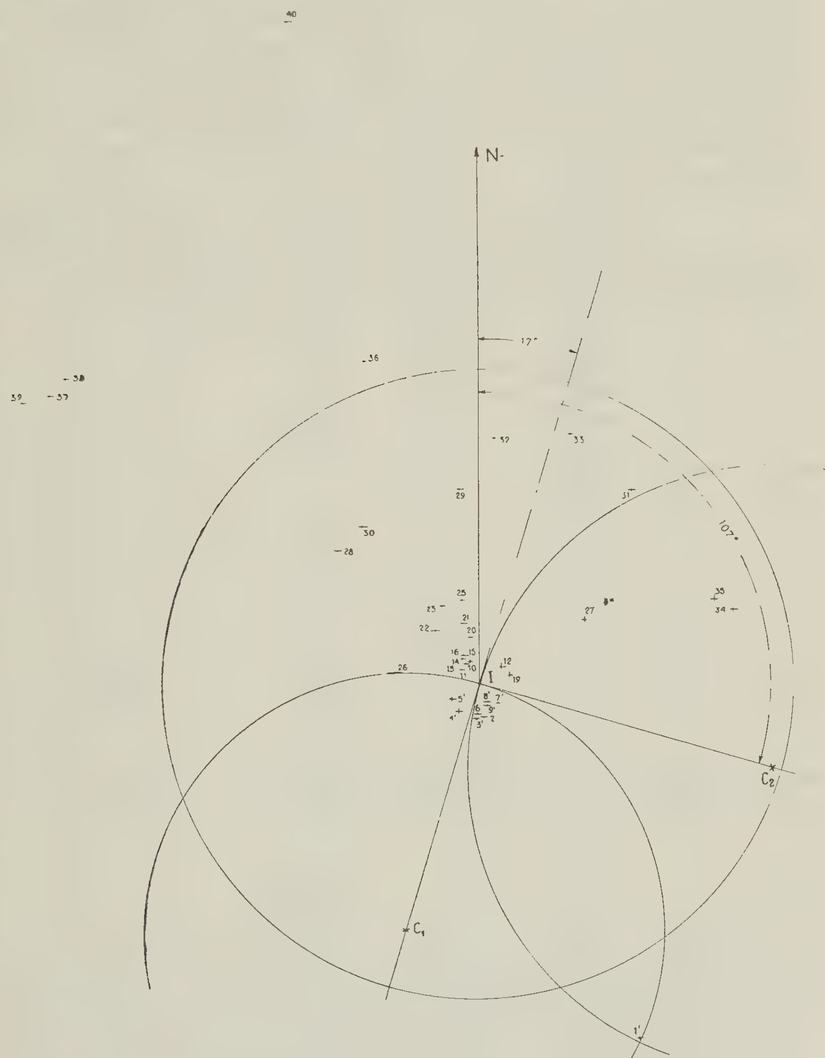


Fig. 7

Ottenuti gli elementi necessari per riportare le posizioni delle stazioni in proiezione stereografica con l'ipocentro centro della figura, si riporta per ogni stazione il segno del primo impulso, e se la natura del

meccanismo della scossa è una frattura, la distribuzione degli impulsi iniziali consente di individuare la posizione dei due cerchi, ortogonali tra loro e passanti per l'ipocentro, che delimitano le quattro zone di dilatazione e compressione tali che a zone opposte corrispondano impulsi uguali (fig. 2). Gli angoli che le tangenti ai cerchi per il centro di figura formano con la direzione del Nord forniscono l'orientamento dei piani, mentre l'inclinazione di essi rispetto al raggio terrestre per l'ipocentro si determina a partire dalla conoscenza del diametro dei cerchi, proiezione riportato sulla retta equatoriale di una sezione meridiana della sfera ipocentrale (fig. 3).

Noto l'asse radicale dei due cerchi, con identico procedimento si determina l'angolo di inclinazione, rispetto al raggio terrestre, della retta intersezione dei due piani onde risalire alle coordinate del polo cioè del punto ove detta retta interseca la superficie terrestre.

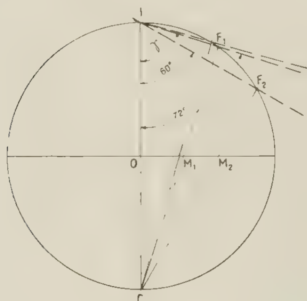


Fig. 8

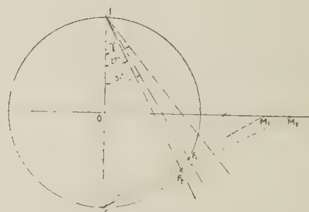


Fig. 9

Da considerazioni di geometria elementare la distanza epicentrale del polo espressa in gradi è data da (fig. 4).

$$\delta_p = EP = \gamma - \text{arcosen}\left(\frac{r_h}{r_o}\,\text{sen}\,\gamma\right),$$

mentre l'azimut si rileva direttamente da fig. 2.

La teoria non consente di stabilire quale dei due piani trovati sia quello corrispondente al piano di frattura, la scelta rimane affidata alle conoscenze geologiche della zona e a cognizioni già acquisite.

Dato che la mole del lavoro richiesto per un esame accurato del problema è notevole, in questo primo lavoro ci siamo limitati ad esaminare quattro dei più forti terremoti profondi e precisamente quello delle isole Lipari del 13.IV.1938, del Basso Tirreno del 14.III.1941, del Golfo di Policastro del 26.XII.1952 e della Spagna meridionale del 29.III.1954.

Tabella 1

N.	Stazione	Δ^o	α^o	Cotg i_h o tang ½ Δ_1	Primo impulso	Secondo impulso
1	Napoli	1° 41′	335,6	1,24		e —
2	Trieste . . .	6 26	351,1	0,11		i —
3	Zagabria . . .	6 29	5,1	0,11	e +	i —
4	Belgrado . . .	6 43	34,1	0,11		i +
5	Sofia	7 00	58,7	0,009	e —	i +
6	Gratz	7 43	1,4	0,099	e +	i —
7	Moncalieri . .	7 54	317,8	0,087	e +	i —
8	Coira	8 31	332,9	0,073		i —
9	Vienna	8 55	5,1	0,073	e +	i —
10	Revensburg .	9 19	336,9	0,073		i —
11	Zurigo	9 20	331,3	0,073	e +	i —
12	Bucarest . . .	9 36	54,5	0,073		i +
13	Neuchâtel . .	9 42	324,5	0,073		e —
14	Basilea	9 51	328,5	0,087	i +	i —
15	Ebingen	9 53	335,1	0,087		e —
16	Stoccarda . .	10 19	336,2	0,099		e —
17	Strasburg. . .	10 39	332,4	0,099		e +
18	Cheb	10 54	359,1	0,099	i +	
19	Istanbul . . .	10 45	76,6	0,099	e —	i +
20	Iena	11 51	348,9	0,15	e +	i —
21	Gottinga . . .	12 42	345,1	0,20	e +	i —
22	Parigi	13 07	320,3	0,22		i —
23	Uccle	13 45	329,9	0,25	ei —	i —
24	De Bilt	14 30	334,7	0,27		i —
25	Amburgo . .	14 38	347,6	0,27	i —	i —
26	Toledo	14 49	277,1	0,27		i —
27	Sinferopoli . .	15 06	62,3	0,39		i +
28	Kew	16 13	323,3	0,62		i —
29	Kobenawen .	16 26	354,6	0,62	(e) +	i —
30	Oxford	16 46	323,5	0,62		i —
31	Mosca	20 31	38,4	0,78		i —
32	Uppsala	20 45	3,1	0,78	(e) +	i —
33	Pulkowo . . .	22 33	20,2	0,84		i —
34	Tiflis	23 35	74,4	0,84		e —
35	Grozni	23 13	70,4	0,89		i +
36	Scoresby Sund.	36 37	340,1	1,09		i —
37	Weston . . .	62 39	303,6	1,63		e —
38	Wermont . .	62 49	306,5	1,63		e —
39	Filadelfia . . .	65 05	302,1	1,69		i —
40	Sitka	80 55	344,2	2,17		i —
41	Tucson . . .	92 54	316,6	2,54		e —
42	M. Wilson . .	94 57	322,7	2,58		i —
43	Pasadena . .	95 04	322,8	2,58		i —

Terremoto delle isole Lipari del 13.IV.1938.

Il terremoto è stato oggetto di studio da parte di molti ricercatori che concordemente hanno fissato la profondità ipocentrale ad un valore superiore ai 230 km.

Tabella 2

N.	Osservatori	Imp. iniziali	Δ^o	a^o	Δ_1^o
1	Tunisi	—	2°,277	222°,93	—
2	Napoli	—	2 ,910	33 ,55	—
3	Polistena	+	2 ,105	86 ,26	—
4	Roma	—	3 ,478	4 ,41	—
5	Prato	—	5 ,500	352 ,38	—
6	Padova	—	6 ,964	358 ,51	4°,60
7	Marsiglia.	+	7 ,025	315 ,66	5 ,30
8	Treviso	—	7 ,228	0 ,33	7 ,30
9	Trieste	—	7 ,311	8 ,98	8 ,10
10	Moncalieri	+	7 ,342	334, 71	8 ,40
11	Coira	—	8 ,623	346, 55	17 ,48
12	Zurigo	—	9 ,298	344 ,98	22 ,00
13	Neuchâtel	+	9 ,357	337 ,80	22 ,40
14	Basilea	—	9, 682	341 ,47	24 ,52
15	Monaco	—	9 ,715	357 ,96	24 ,72
16	Clermont	—	9 ,986	320 ,20	26 ,60
17	Vienna	—	10 ,278	16 ,01	28 ,20
18	Budapest	—	10 ,365	26 ,76	29 ,12
19	Bucarest	+	12 ,038	55 ,79	37 ,70
20	Jena	—	12 ,504	358 ,43	40 ,00
21	Toledo.	+	12 ,584	281 ,37	40 ,40
22	Gottinga	—	13 ,195	351 ,37	43 ,46
23	Uccle	—	13 ,522	338 ,58	45 ,10
24	De Bilt	—	14, 491	342 ,74	49 ,96
25	Copenaghen	—	17 ,245	0 ,62	63 ,00

I nostri calcoli sono stati condotti a partire dai seguenti valori ricavati da Caloi-Giorgi ottenuti come media ponderale dei risultati relativi a due diversi metodi:

$$\varphi_o = 39^o 21',6 \pm 2',6 \text{ N (latit. geografica)}$$
$$\lambda_o = 15^o 10',3 \pm 1',6 \text{ E}$$
$$H_o = 02^h 45^m 50^s,1 \pm 1^s,3$$
$$h = 290,9 \pm 7,8 \text{ km.}$$

L'esame dei sismogrammi ha posto in evidenza che il forte impeto presente in tutte le stazioni (anche le più lontane), è preceduto in alcuni osservatori più vicini o meglio attrezzati, da una leggera emersio spesso di verso opposto all'impeto (vedi fig. 5). Abbiamo creduto opportuno tener conto anche di tale lieve emersio per le stazioni che ne consentivano il rilievo, di conseguenza sono state eseguite due distinte determinazioni che hanno entrambe condotto ad uno schema di frattura.

I dati necessari alle rappresentazioni cartografiche della distribuzione degli impulsi iniziali sono riportati nella tabella 1 ove per le velocità apparenti ci siamo serviti delle dromocrone di Jeffreys, mentre la velocità all'ipocentro dell'onda *P* è stata fissata al valore di 8,50 km/sec consigliato da Gutenberg.

Tabella 3

N.	Stazione	Δ^o	α^o	Cotang i_h o tang ½ Δ_1	Impulso iniziale
1	Messina	1°,76	180°,0	0,978	i —
2	Roma	3 ,01	310 ,5	0,669	i +
3	Firenze	4 ,98	320 ,6	0,240	i +
4	Prato	5 ,13	321 ,1	0,230	e +
5	Bologna	5 ,50	326 ,7	0,225	i +
6	Trieste	5 ,82	347 ,6	0,215	e —
7	Belgrado	6 ,06	33 ,7	0,215	i —
8	Atene	6 ,67	75 ,2	0,215	i —
9	Zurigo	8 ,96	329 ,0	0,215	i —
10	Neuchâtel	9 ,40	321 ,2	0,215	e —
11	Stoccarda	9 ,91	334 ,8	0,215	ei —
12	Besançon	10 ,05	319 ,6	0,215	e +
13	Strasburgo	10 ,26	329 ,7	0,215	i -
14	Algeri	10 ,32	256 ,2	0,220	ei +
15	Elwan	16 ,39	123 ,1	0,669	i +
16	Tamarrasett	19 ,11	209 ,4	0,812	ei —
17	Wittewen	14 ,27	337 ,2	0,360	e —
18	Kiruna	28 ,07	3 ,9	1,049	i —

La fig. 6 mostra la distribuzione dei primi impulsi riferiti alle emersio, mentre la fig. 7 è il risultato dell'esame degli impeti. Le figure 8 e 9 danno gli angoli di inclinazione nei due casi. In definitiva i valori ottenuti sono:

$\alpha_1' = 33^o$ E $\qquad \beta_1' = 60^o$

$\alpha_2' = 123^o$ E $\qquad \beta_2' = 72^o$

$\alpha_1'' = 17^o$ E $\qquad \beta_1'' = 27^o$

$\alpha_2'' = 107^o$ E $\qquad \beta_2'' = 31^o$

ove gli apici si riferiscono alla 1ª e alla 2ª interpretazione.

Le coordinate del polo sono rispettivamente

$$\gamma' = 74^{\circ},5 \qquad \delta'_p = 7^{\circ},6 \qquad \psi'_p = 58^{\circ},5 \text{ E}$$
$$\gamma'' = 39^{\circ},2 \qquad \delta''_p = 2^{\circ},1 \qquad \psi''_p = 156^{\circ} \text{ E}$$

TERREMOTO DEL BASSO TIRRENO DEL 16.III.1941.

Lo studio di questo terremoto è stato eseguito da uno di noi, gli elementi calcolati sono:

$\varphi_o = 38^{\circ}26'19''$ N (latit. geografica)
$\lambda_o = 12^{\circ}07'23''$ E
$H_o = 16^h35^m13^s,2$
$h = 85$ km.

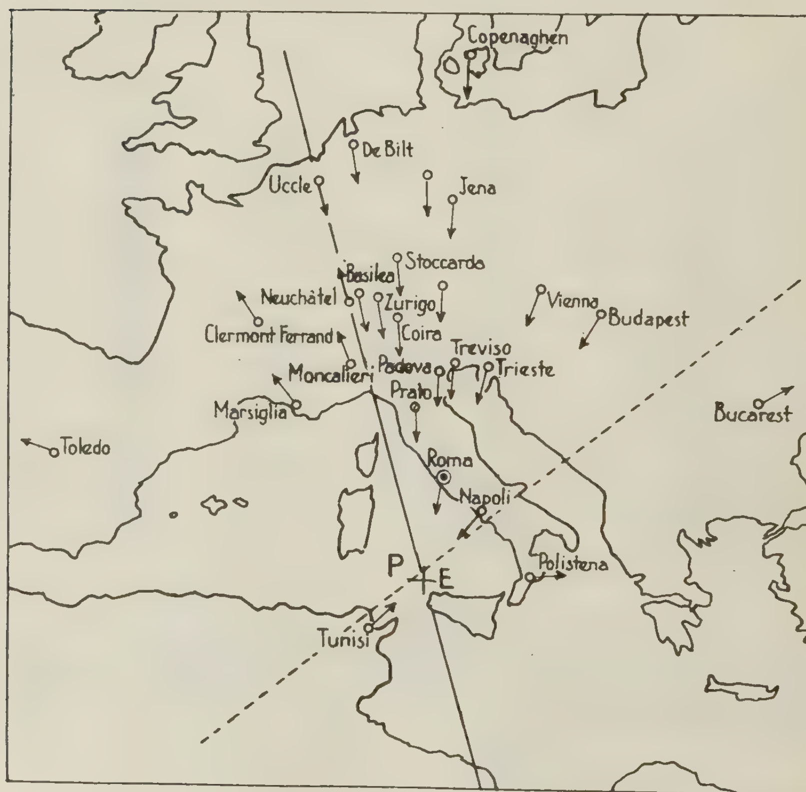


Fig. 10

Un primo esame della distribuzione degli impulsi iniziali ha condotto allo schema caratteristico della frattura, ove però la intersezione delle

rette nodali non coincideva con l'epicentro, inoltre tali rette non risultavano perpendicolari tra loro (fig. 10).

Eseguita la proiezione stereografica sulla sfera ipocentrale in base agli elementi di cui alla tabella 2, le proiezioni dei due cerchi risultano

Tabella 4

N.	Stazioni	Δ°	α°	Cotang i_h o tang ½ Δ'	Primo impulso
1	Algeri	5° 14′ 20″	174 14 34	(0.04570)	+
2	Pavia	12 34 00	45 27 27	0.19936	—
3	Bologna	13 17 17	52 50 54	»	—
4	Roma	13 18 17	63 16 51	»	—
5	Zurigo	13 40 43	44 52 20	»	—
6	Coira	13 48 17	40 26 49	»	—
7	Stoccarda	14 26 51	35 07 52	»	—
8	Uccle	14 53 52	20 17 60	»	—
9	Messina	15 09 09	79 18 40	0.29130	—
10	Trieste	15 33 15	50 51 53	»	—
11	De Bilt	16 18 07	19 22 28	0.34400	—
12	Rathfaanham . . .	16 24 55	354 04 50	»	+
13	Zagabria	17 01 53	43 02 32	»	—
14	Praga	18 22 07	39 03 27	0.36496	—
15	Amburgo	19 02 00	25 08 21	0.39829	—
16	Belgrado	19 40 24	59 06 40	»	—
17	Atene	21 36 04	99 06	»	—
18	Uppsala	26 35 41	23 59 13	0.51835	—
19	Reykiavik	29 22 21	343 04 09	0.54673	+
20	Kiruna	33 41 21	16 06 51	0.60165	—
21	Seven hills	49 34 52	304 07 25	0.87236	+
22	Shawinigan Falls . .	50 52 18	303 41 00	0.89988	+
23	Weston Mass . . .	51 13 03	298 35 04	0.92817	+
24	Ottawa	53 18 20	303 02 22	0.95673	+
25	New York	53 37 46	297 15 43	»	+
26	Kirkland.	55 16 34	307 35 03	1.01465	+
27	Fort de France. . .	57 02 50	283 02 09	1.04401	+
28	Merida	74 42 32	284 48 43	1.44958	+
29	Vera Cruz	80 40 00	286 49 27	1.61388	+
30	Chihauahua	81 55 43	299 56 20	»	+
31	Shasta	84 32 35	311 58 17	1.75319	+
32	Tinemaha	84 44 14	313 06 15	»	+
33	China Lake	85 12 45	311 52 33	1.80281	+
34	Riverside	86 19 08	310 25 07	»	+
35	Palomar	86 26 22	309 39 45	»	+
36	Berkeley	86 28 31	315 58 09	»	+
37	Monte Wilson . . .	86 34 10	310 57 44	»	[illegible]
38	Pasadena	86 41 56	310 50 00	»	+
39	Tacubaia	87 32 06	289 04 12	»	+
40	La Paz	101 47 41	242 18 47	1.96120	—

ortogonali nell'ipocentro. Le figure 11 e 12 hanno permesso di giungere ai seguenti valori:

$$\alpha_1 = 22^o15' \text{ W} \qquad \beta_1 = 0^o$$
$$\alpha_2 = 67^o45' \text{ E} \qquad \beta_2 = 31^o$$
$$\gamma = 31^o \qquad \delta_p = 0^o{,}54 \qquad \psi_p = 157^o{,}75 \text{ E.}$$

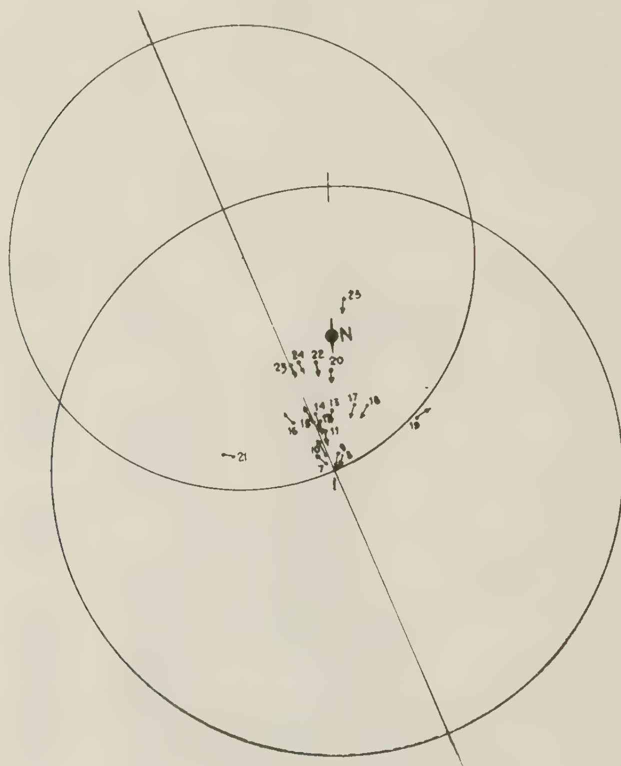


Fig. 11

TERREMOTO DEL GOLFO DI POLICASTRO 26.XII.1952.

I dati ipocentrali del terremoto sono stati determinati da A. Girlanda

$$\varphi'_o = 39^o46',279 \pm 01',957\ N \qquad \text{(latit. geocentrica)}$$
$$\varphi_o = 39^o57',68\ N \qquad \text{(latit. geografica)}$$
$$\lambda_o = 15^o32',798 \pm 04',072 \text{ E}$$
$$H_o = 23^h55^m55^s,6 \pm 0^s,6$$
$$h = 264{,}6 \pm 10{,}1 \text{ km.}$$

I valori riportati nella tabella 3 sono stati ottenuti assumendo la velocità all'epicentro pari a 8,34 km/sec e calcolando le velocità apparenti delle P per le varie distanze con le dromocrone di Jeffreys. La fig. 13 relativa alla distribuzione dei versi degli impulsi iniziali mostra che

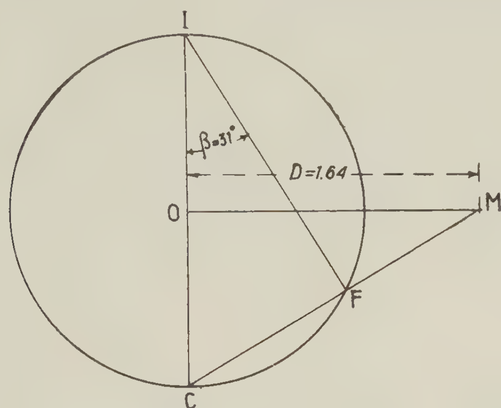


Fig. 12

anche questa volta il meccanismo che ha originato il terremoto è una frattura secondo due possibili piani i cui azimut rispetto al Nord sono

$$\alpha_1 = 26^\circ \text{ W} \qquad \alpha_2 = 64^\circ \text{ E}$$

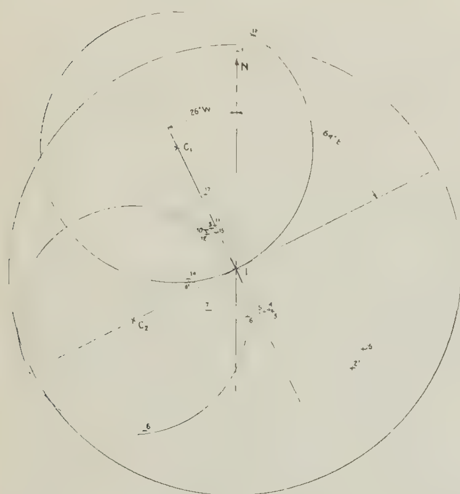


Fig. 13

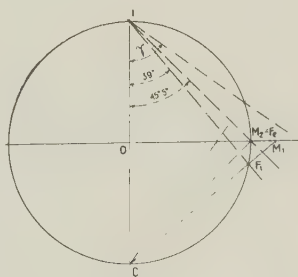


Fig. 14

I corrispondenti angoli di inclinazione e le coordinate del polo sono (fig. 14):

$$\beta_1 = 45{,}5^o; \quad \beta_2 = 39^o; \quad \gamma = 55^o; \quad \delta_p = 3^o{,}3; \quad \psi_p = 284^o{,}5 \text{ E}$$

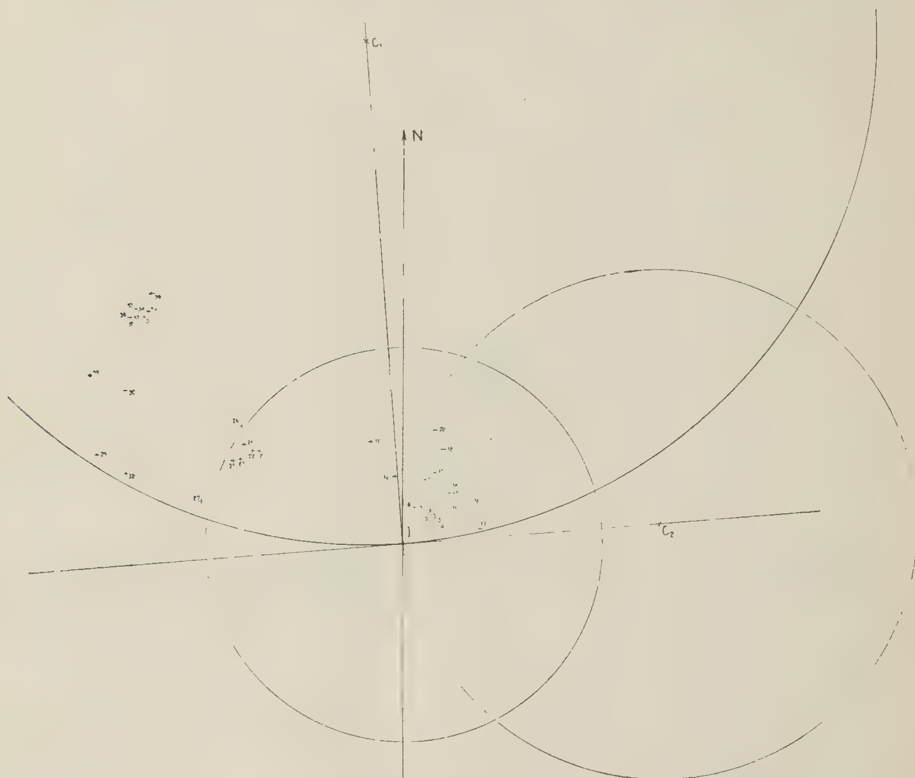


Fig. 15

TERREMOTO DELLA SPAGNA MERIDIONALE DEL 29.III.1954.

Come è noto trattasi di un terremoto profondissimo, sentito largamente in Spagna, in Algeria e in Marocco; la sua magnitudo è risultata 7 1/4 ca. Le coordinate ipocentrali e il tempo origine da noi assunti sono quelli calcolati dall'U.S.C.G.S.

$\varphi_o = 37^o$ N (latitudine geografica)
$\lambda^o = 3{,}5^o$ W
$H_o = 06^h17^m05^s$
h = 650 km.

I calcoli, in coordinate geocentriche, sono stati eseguiti a partire dalla velocità V_h = 10,3 km/sec, che è quella calcolata da Gutenberg per 650 km mentre le velocità apparenti si sono ottenute interpolando le dromocrone di Jeffreys. La tabella 4 è il risultato dei calcoli stessi. Il terremoto, come mostra la fig. 15 è dovuto ad una frattura, per cui tenendo conto anche di fig. 16 si è giunti ai seguenti valori:

α_1 = 4° W β_1 = 20,5°

α_2 = 86° E β_2 = 10,5°

mentre la posizione del polo è individuata dai seguenti dati:

γ = 17°,25 δ_p = 1°,8 ψ_p = 58°,5 E.

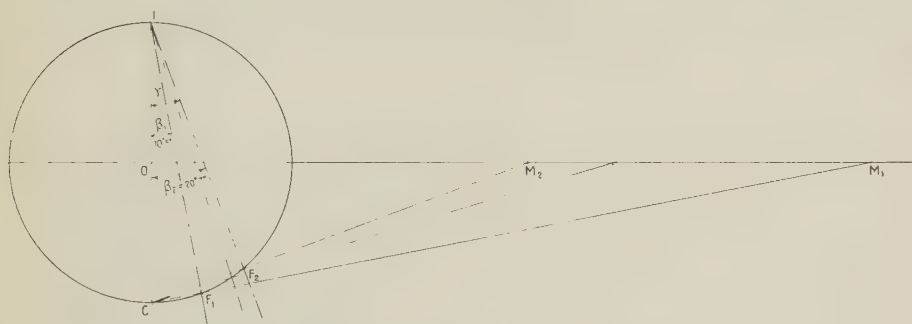


Fig. 16

III. – Nella fig. 17 abbiamo riportato l'orientamento rispetto al Nord dei piani da noi rilevati, dando, per il terremoto delle Lipari, la preferenza alla determinazione eseguita con le « emersio ». Resta ora da decidere, per ogni terremoto, quale dei due piani previsti dalla teoria, sia l'effettivo piano di frattura; per i terremoti della Spagna, del basso Tirreno e del golfo di Policastro, le nostre preferenze vanno per quelli orientati in linea di massima nella direzione E-W e quindi secondo la direttrice coste calabre-coste meridionali della Spagna. Tale allineamento, infatti, oltre a corrispondere ai due grandi allineamenti di anomalia positiva della gravità interessanti le coste settentrionali della Sicilia e il Mediterraneo occidentale a Nord dell'Africa, risulta anche grosso modo parallelo all'arco vulcanico che da Ustica si prolunga fino allo Stromboli. Dal punto di vista geografico, la direzione prescelta è anche allineata con i rilievi montani dell'Africa settentrionale e della Sicilia, e per quanto riguarda l'Atlantico è praticamente coincidente con la direzione di uno

dei due probabili piani di frattura riscontrati per il forte terremoto superficiale delle Azzorre del 25.XI.1941. Infatti nello studio di questo terremoto, il meccanismo della scossa all'ipocentro ha fornito per i due probabili piani di frattura le direzioni 3° W e 87° E, direzioni paticamente coincidenti con quelle calcolate per il terremoto della Spagna.

Per la parte orientale dell'allineamento, è necessario esaminare i risultati che si riferiscono al terremoto delle Lipari, e precisamente tener conto che per esso i piani di frattura probabili hanno un andamento diverso.

Questo fatto, unito all'andamento delle isoanomale della gravità, all'allineamento della zona dei vulcani attivi e all'orientamento dei rilievi montani degli Appennini e dello Stretto di Messina fa sospettare l'esistenza di altre eventuali fratture profonde nella zona. D'altra parte gli studi eseguiti sul meccanismo dei terremoti riguardanti l'Appennino tosco-romagnolo, la Garfagnana, il Monte Amiata, il Gran Sasso d'Italia, la valle



Fig. 17

dell'Aquila, l'Alto Tirreno e Cefalonia, hanno posto in evidenza che agli sprofondamenti riscontrati per le zone studiate dell'Adriatico, corrispondano dei sollevamenti della catena Appenninica.

Questo insieme di elementi pur non essendo ancora sufficiente a fornire un chiaro quadro dei fenomeni in atto, fa intravedere che per tale zona il meccanismo che origina i fenomeni sismici presenta una notevole complessità.

Roma – Ist. Naz. di Geofisica. Novembre 1959.

RIASSUNTO

Si determina la natura fisica della scossa all'ipocentro di quattro terremoti profondi interessanti il bacino del Mediterraneo pervenendo alla conclusione che i movimenti sismici sono stati originati da fratture.

Da varie considerazioni si è preferito scegliere per i vari terremoti quel piano che risulta allineato all'incirca nella direzione E-W (coste calabre-coste meridionali della Spagna), salvo riserve per il terremoto delle isole Lipari, dovute alla particolare posizione dell'epicentro di questo terremoto rispetto alla direzione dello Stretto di Messina.

ABSTRACT

Determination of the physical nature of the shocks at the hypocentre of four deep earthquakes concerning the basin of the Mediterranean and the conclusion that these seismic movements were caused by fractures.

Owing to various considerations it was preferred to choose for these earthquakes the plane which appears aligned approximately along the E-W direction (coasts of Calabria and Southern Spain) except for the reserves formulated in connection with the Lipari Islands due to the particular situation of the epicentre of this earthquake in respect to the direction of the Straits of Messina.

BIBLIOGRAFIA

(1) GUTENBERG B., RICHTER C. F., *Seismicity of the Earth.*

(2) CALOI P., *Struttura geologica-sismica dell'Europa centro-meridionale ecc.* « Ann. di Geofisica », V, (1952).

(3) CALOI P., GIORGI M., *Studio del terremoto delle isole Lipari del 13-IV-1938.* « Ann. di Geofisica », IV, (1951).

(4) PETERSCHMITT S., *Quelques données nouvelles sur les seismes profonds de la mer Tyrrhenienne.* « Ann. di Geofisica », **IX**, (1956).

(5) DI FILIPPO D., *Studio microsismico del terremoto del basso Tirreno.* « Boll. Soc. Sism. Ital. », **XXXIX**, (1941).

(6) GIRLANDA A., *Studio di un movimento sismico del basso Tirreno originante alla profondità di 265 km.* « Ann. di Geofisica », **IX**, (1956).

(7) BYERLY P., *The nature of the first motion in the Chilean earthquake of November 11. 1922.* « Am. Journal. Science » 5th ser. **XVI**, (1928).

(8) — *The earthquake of July* 6th 1934. *Amplitudes and first motion.* « Bull. Seism. Society Amer. », **28**, (1938).

(9) DI FILIPPO D., *Sulla rappresentazione in superficie della natura dinamica di una scossa all'ipocentro.* « Ann. di Geofisica », **III**, (1950).

(10) DI FILIPPO D., *Sulla rappresentazione in superficie della natura dinamica di una scossa con ipocentro profondo.* « Ann. di Geofisica », **III**, (1950).

(11) VECCHIA O., *Lineamenti geofisici e geologia profonda della Sicilia e delle aree circostanti.* « Riv. di Geofis. Appl. », **XV**, (1954).

(12) DI FILIPPO D., MARCELLI L., *Uno studio sul terremoto di Cefalonia del 12 Agosto 1953 con particolare riguardo alla natura fisica della scossa all'ipocentro.* « Ann. di Geofisica », **VII**, (1954).

(13) TERMIER H. e TERMIER G., *L'evolution de la lithosphère.* Paris, 1957.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI
Responsabile: Prof. PIETRO CALOI

Tipografia Pio X, Via degli Etruschi, 7-9 - Roma — 10-2-60

